ROK 12 (6) LIPIEC — GRUDZIEŃ Nr 3—4

KWARTALNIK TELEKOMUNIKACYJNY

CZASOPISMO

WYDAWANE PRZEZ SEKCJĘ TELEKOMUNIKACYJNĄ STOWARZYSZENIA ELEKTRYKÓW POLSKICH

przy poparciu

MINISTERSTWA POCZT i TELEGRAFÓW oraz MINISTERSTWA KOMUNIKACJI

TREŚĆ Nr 3—4

PROF. DR INŻ. JANUSZ GROSZKOWSKI
Zakład Radiotechniki Politechniki Warszawskiej

Wpływ nieliniowości lampy na częstotliwość generatorów piezoelektrycznych

STRESZCZENIE

W artykule rozważono — przy pomocy nieliniowej teorii generacji — działanie generatora o stabilizacji piezoelektrycznej. Do rozważań zastosowano opracowaną przez autora teorię zawartości harmonicznych, która umożliwia określenie wpływu stanu pracy generatora na jego częstotliwość. Najpierw przypomniano zasadę tej metody oraz podstawowe właściwości elementu piezoelektrycznego, a następnie wyprowadzono dokładne wyrażenie na częstotliwość generatora stabilizowanego piezoelektrycznie w układzie „siatka-anoda" (wzór 6.21); zastosowany układ charakteryzuje się nieposiadaniem indukcyjności (jedynie sam element piezoelektryczny działa jak indukcyjność). Na podstawie tego wzoru przedyskutowano wpływy różnych czynników na niestałość częstotliwości oraz wzięto pod uwagę rolę nieliniowości, która wyraża się tu przez zawartość harmonicznych występujących w generatorze.

Dla przykładu obliczono wartości liczbowe różnych składników niestałości oraz rozważono niezbędną stałość elementów układu dla generatora o bardzo wielkiej częstotliwości (niestałość 10^{-8}).

The Influence of the Valve Non-linearity on the Frequency of Piezoelectric Oscillators

J. GROSZKOWSKI, (Radio Institute, Technical University, Warszawa, Poland)

SUMMARY

The operation of a piezoelectrically stabilized oscillator is studied by the aid of the non linear oscillation theory. The author's method of harmonic content (literature index [4]) is used to analyze the influence of the operating conditions on the frequency of the oscillator. The principle of the method as well as the properties of the piezoelectric element are reminded and the exact equation for the frequency of the „grid-anode" stabilized oscillator is derived (formula 6.21); the oscillator circuit is composed of capacitors and resistors and has no inductance (except the piezoelectric element acting as inductance). On the basis of the formula various components of frequency instability are discussed; the rôle of the non-linearity, expressed by the amount of harmonics which are present in the oscillator circuit, is taken into account. As an example, the numerical values of the these components are calculated as well as the necessary stability of various circuit elements are examined for an oscillator of extremely high frequency stability (instability 10^{-8}).

1. Wstęp

Ostatnio coraz częściej do rozważań pracy generatorów lampowych stosuje się teorię nieliniową, jako jedynie słuszną i dającą — w warunkach rzeczywistych — właściwe wyniki, zwłaszcza, jeśli chodzi o generatory częstotliwości. Tak więc istnieje już pewna ilość prac, dotyczących układów o tzw. stabilizacji elektrycznej, tzn. takich układów, gdzie częstotliwość jest określona przede wszystkim przez indukcyjność i pojemność obwodu oscylacyj-

nego. Jeśli chodzi natomiast o pracę układów o stabilizacji elektromechanicznej, których częstotliwość jest określona przez dane elementu stabilizującego elektromechanicznie, np. elementu piezoelektrycznego, magnetostrykcyjnego lub tp., to działanie ich nie zostało dotychczas dostatecznie ujęte przy pomocy ścisłej teorii nieliniowej, aczkolwiek mamy wiele prac opartych na rozważaniach teorii liniowej (p.np. [1], [2], [7]*)).

W niniejszej pracy rozważono działanie generatora lampowego o stabilizacji piezoelektrycznej przy pomocy nieliniowej teorii generacji, a więc z uwzględnieniem wpływu stanu pracy generatora na częstotliwość. Zastosowano tu teorię harmonicznych [3], opartą na zasadzie równoważenia się mocy urojonej poza obrębem układu pobudzającego (tj. poza lampą generacyjną), czyli wewnątrz samego obwodu oscylacyjnego.

Punktem wyjścia tej teorii jest jednoznaczność charakterystyki układu pobudzającego, dana przez wyrażenie

$$\int_0 i\,du = 0.$$

Z równania tego otrzymuje się zależność częstotliwości od danych układu generacyjnego, przy czym nieliniowość charakterystyk uwzględnia się przy pomocy zawartości harmonicznych, jakie występują w układzie.

W początkowej części pracy przypomniano zasadę teorii harmonicznych, następnie podano właściwości układu piezoelektrycznego, dalej zastosowano tę teorię do układu generatora stabilizowanego piezoelektrycznie, wreszcie zanalizowano wpływ różnych czynników na częstotliwość takiego generatora i — tytułem przykładu — rozpatrzono ilościowo pewien układ o bardzo wielkiej stałości częstotliwości.

2. Teoria harmonicznych w odniesieniu do oporu ujemnego

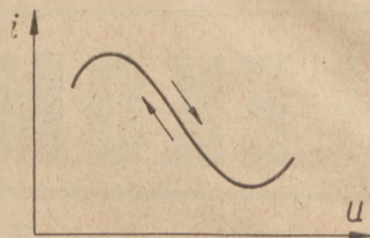
Przypomnimy zasadę teorii harmonicznych w odniesieniu do podstawowych sposobów wytwarzania elektrycznych drgań nietłumionych, a mianowicie: przy pomocy oporu ujemnego oraz przy pomocy sprzężenia zwrotego.

Istota poniższych rozważań polega na założeniu, że charakterystyka układu pobudzającego, np. jakiegoś oporu ujemnego, jest linią pojedyńczą, czyli „cienką", tzn. że prąd i, płynący przez układ, jest jednoznaczną funkcją napięcia u, na nim panującego.

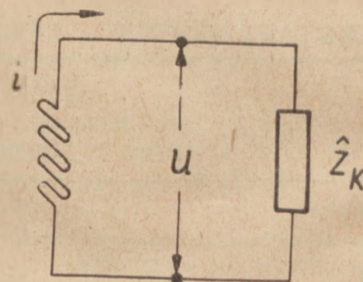
Zatem zależność

$$i = f\,(u) \qquad (1)$$

będzie się wyrażała linią pojedyńczą („cienką", nie pętlową), jak to przedstawia rys 1; powierzchnia objęta przez taką krzywą, opisywana przez chwilowy punkt pracy, musi być równa zeru.



Rys. 1. Charakterystyka „cienka" układu pobudzającego.



Rys. 2. Układ generacyjny z oporem ujemnym.

Dla jednego pełnego zatem okresu przebiegu zmiennego powinna istnieć zależność

$$\int_0 i\,du = 0. \qquad (2)$$

Jeśli układ pobudzający będzie dołączony do obwodu oscylacyjnego o oporności zespolonej $\bar{Z}_k$ (rys. 2), wówczas napięcie u na $\bar{Z}_k$ oraz prąd i, płynący przez $\bar{Z}_k$, muszą spełniać równanie (1).

W najogólniejszym przypadku napięcie i prąd bywają odkształcone i wyrażają się równaniami:

$$i = \sum_{k=0}^{k=\infty} \bar{I}_k \sin\,(k\omega t + \alpha_k), \qquad (3)$$

$$u = \sum_{k=0}^{k=\infty} U_k \sin\,(k\omega t + \beta_k). \qquad (4)$$

Tutaj k jest rzędem harmonicznej, $k = 0, 1, 2, 3 \ldots n$,

I_k i U_k są amplitudami prądów i napięć harmonicznych rzędu k

α_k i β_k — ich fazami,

ω — pulsacją, odpowiadająca częstotliwości podstawowej.

Pomijając składowe stałe napięcia i prądu ($k = 0$), z warunku (2), po podstawieniu tam (3)

*) wykaz literatury na końcu artykułu.

oraz różniczki wyrażenia (4), otrzymamy*) równanie

$$\sum_{k=1}^{k=\infty} \pi k \overline{U}_k \overline{I}_k \sin (\alpha_k - \beta_k) = 0. \quad (5)$$

Ponieważ wyrażenie

$$\frac{1}{2} \overline{U}_k \overline{I}_k \sin (\alpha_k - \beta_k) = P_{k\,ur} \quad (6)$$

jest składową urojoną mocy P_k prądu zmiennego, przeto równanie (5) można napisać jako

$$\sum_{k=1}^{k=\infty} k \left| P_k \right|_{ur} = 0. \quad (7)$$

Wielkości $\overline{U}_k$ i $\overline{I}_k$ odnoszą się również do oporności $\widehat{Z}_k$; musi więc istnieć zależność

$$\widehat{U}_k = \widehat{I}_k \widehat{Z}_k , \quad (8)$$

przy czym przesunięcie faz jest dane przez

$$\sin (\alpha_k - \beta_k) = \frac{x_k}{Z_k} , \quad (9)$$

jeśli przyjmiemy, że

$$\widehat{Z}_k = r_k + j x_k . \quad (10)$$

Zatem moc urojona

$$\left| P_k \right|_{ur} = \frac{1}{2} \overline{U}_k \overline{I}_k \frac{x_k}{Z_k} =$$

$$= \frac{1}{2} \overline{U}_k^2 \frac{x_k}{Z_k^2} = \frac{1}{2} \overline{I}_k^2 x_k . \quad (11)$$

Wprowadzimy zawartości harmonicznych napięciowych i prądowych w postaci wyrażeń

$$m_k = \frac{\overline{U}_k}{\overline{U}_1}, \quad (12)$$

$$n_k = \frac{\overline{I}_k}{\overline{I}_1}. \quad (13)$$

Po zastąpieniu $\overline{U}_k$ i $\overline{I}_k$ w (11) odpowiednio przez m_k i n_k z (12) i (13), napiszemy

$$\left| P_k \right|_{ur} = \frac{1}{2} \overline{U}_1 \frac{x_k}{Z_k^2} m_k^2 = \frac{1}{2} \overline{I}_1^2 x_k n_k^2 \quad (14)$$

Podstawiając (14) do (7) otrzymamy

$$\sum_{k=1}^{k=\infty} k \frac{x_k}{Z_k^2} m_k^2 = 0, \quad (15)$$

*) Rozwiązanie to można znaleźć w pracy [3] lub [4].

względnie

$$\sum_{k=1}^{k=\infty} k \, x_k \, n_k^2 = 0. \quad (16)$$

W ujęciu rachunku symbolicznego wyrażenia (15) i (16) przedstawiają się jako

$$\sum_{k=1}^{k=\infty} k \left| \frac{1}{\widehat{Z}_k} \right|_{ur} m_k^2 = 0, \quad (17)$$

względnie

$$\sum_{k=1}^{k=\infty} k \left| \widehat{Z}_k \right|_{ur} n_k^2 = 0. \quad (18)$$

Wydzielając wyrazy podstawowe ($k = 1$) z pod znaków sum, równania (17) i (18) napiszemy:

$$\left| \frac{1}{\widehat{Z}_1} \right|_{ur} = - \sum_{k=2}^{k=\infty} k \left| \frac{1}{\widehat{Z}_k} \right|_{ur} m_k^2 , \quad (19)$$

względnie

$$\left| \widehat{Z}_1 \right|_{ur} = - \sum_{k=2}^{k=\infty} k \left| \widehat{Z}_k \right|_{ur} n_k^2 . \quad (20)$$

Dla pracy liniowej generatora przebiegi są czysto sinusoidalne, a zawartości harmonicznych są równe zeru, czyli

$$m_k \Big|_{k=2}^{k=\infty} = 0, \qquad n_k \Big|_{k=2}^{k=\infty} = 0;$$

równania (19) i (20) sprowadzają się wtedy do

$$\left| \frac{1}{\widehat{Z}_1} \right|_{ur} = 0, \quad (21)$$

względnie

$$\left| \widehat{Z}_1 \right|_{ur} = 0 \quad (22)$$

Ponieważ, ogólnie biorąc, oporność $\widehat{Z}_1$ może być przedstawiona jako

$$Z_1 = f (L, C, R, \omega),$$

gdzie L. C i R są jej elementami składowymi, przeto z (21), względnie (22), znajdziemy częstotliwość generatora jako

$$\omega = f (L, C, R). \quad (23)$$

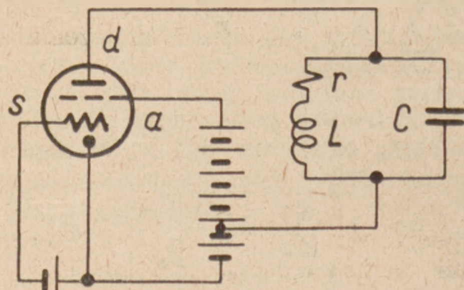
W przypadku gdy praca generatora jest nieliniowa, wystąpią harmoniczne, które dla da-

nego stanu pracy będą się wyrażać przez (12) wzgl. (13); oznaczając wówczas prawe strony równań (19), wzgl. (20), przez Σ_m wzgl. Σ_n napiszemy

$$\omega = f\,(L,\ C,\ R,\ \Sigma)\,. \qquad (24)$$

3. Zastosowanie teorii harmonicznych do układu dynatronowego

W celu zilustrowania przedstawionej teorii, zastosujemy jej wyniki do układu generacyjnego dynatronowego o schemacie uwidocznionym na rys. 3. W danym stanie pracy zawartość harmonicznych, np. prądowych, w obwodzie dynody d, dana jest przez widmo



Rys. 3. Generator pliodynatronowy.

$$n_k \Big|_{k=1}^{k=\infty}$$

Zastosujemy równanie (2.20). Dla częstotliwości $k\omega$ oporność zespolona obwodu oscylacyjnego jest

$$\widehat{Z}_k = \frac{-j\,\dfrac{1}{k\,\omega\,C}\left(r + j\,k\,\omega\,L\right)}{r + j\,k\,\omega\,L - j\,\dfrac{1}{k\,\omega\,C}} =$$

$$= \left|\widehat{Z}_k\right|_{rzecz} + j\left|\widehat{Z}_k\right|_{ur}. \qquad (1)$$

Oddzielając część urojoną od rzeczywistej znajdziemy

$$\left|\widehat{Z}_k\right|_{ur} = -\frac{\dfrac{r^2}{k\,\omega\,C} + \dfrac{L}{C}\left(k\,\omega\,L - \dfrac{1}{k\,\omega\,C}\right)}{r^2 + \left(k\,\omega\,L - \dfrac{1}{k\,\omega\,C}\right)^2} \qquad (2)$$

Wprowadzimy oznaczenia:

dobroć obwodu

$$Q \cong \frac{\omega\,L}{r} = \frac{1}{r\,\omega\,C} = \frac{1}{r}\sqrt{\frac{L}{C}} \qquad (3)$$

oraz częstotliwość rezonansowa obwodu

$$\omega_0^2 = \frac{1}{L\,C} \qquad (4)$$

Równanie (2) przybierze postać

$$\left|\widehat{Z}_k\right|_{ur} = -\,k\,\omega\,L\,\frac{\dfrac{1}{k\,Q^2} + \left(k^2\dfrac{\omega^2}{\omega_0^2} - 1\right)}{\dfrac{k^2}{Q^2} + \left(k^2\dfrac{\omega^2}{\omega_0^2} - 1\right)^2} \qquad (5)$$

Dla częstotliwości podstawowej ($k = 1$) mamy

$$\left|\widehat{Z}_1\right|_{ur} = -\,\omega\,L\,\frac{\dfrac{1}{Q^2} + \left(\dfrac{\omega^2}{\omega_0^2} - 1\right)}{\dfrac{1}{Q^2} + \left(\dfrac{\omega^2}{\omega_0^2} - 1\right)^2} \qquad (6)$$

Dla pracy liniowej generatora mielibyśmy, zgodnie z (2.22),

$$\frac{1}{Q^2} + \left(\frac{\omega^2}{\omega_0^2} - 1\right) = 0, \qquad (7)$$

stąd

$$\frac{\omega^2}{\omega_0^2} = 1 - \frac{1}{Q^2} \qquad (8)$$

Oznaczając częstotliwość generatora w stanie liniowym pracy przez ω_1, możemy napisać

$$\omega_1^2 = \omega_0^2\left(1 - \frac{1}{Q^2}\right). \qquad (9)$$

Dla pracy nieliniowej prawa strona równania (2.20) nie jest równa zeru, lecz posiada pewną wartość Σ_n, nieco różną od zera; częstotliwość będzie zatem $\omega \neq \omega_1$.

Dla jej znalezienia, równanie (5) uprościmy, zakładając, że dla $k \geq 2$ będzie

$$k^2\frac{\omega^2}{\omega_0^2} - 1 \cong k^2 - 1 \qquad (10a)$$

oraz, że dobroć obwodu jest duża, tak iż

$$\frac{1}{Q^2} \ll (k^2 - 1) \quad \text{oraz} \quad \frac{k^2}{Q^2} \ll (k^2 - 1)^2; \qquad (10b)$$

wówczas będziemy mieli

$$\left|\widehat{Z}_k\right|_{ur} \cong -\,\frac{k\,\omega\,L}{k^2 - 1}. \qquad (11)$$

W ten sposób równanie (2.20) przybierze postać

$$\frac{\dfrac{1}{Q^2} + \left(\dfrac{\omega^2}{\omega_0^2} - 1\right)}{\dfrac{1}{Q^2} + \left(\dfrac{\omega^2}{\omega_0^2} - 1\right)^2} = -\sum_{k=2}^{k=p}\frac{k^2}{k^2 - 1}\,n_k^2\,. \qquad (12)$$

Stąd

$$\frac{1}{Q^2} + \left(\frac{\omega^2}{\omega_0^2} - 1\right) \cong$$

$$- \left[\frac{1}{Q^2} + \left(\frac{\omega^2}{\omega_0^2} - 1\right)^2\right] \sum_2^p \frac{k^2}{k^2 - 1} n_k^2 \qquad (13)$$

Ponieważ prawa strona równania (13) jest wyrażeniem poprawkowym, bardzo małym, można w nim pominąć

$$\left(\frac{\omega^2}{\omega_0^2} - 1\right)^2 \ll \frac{1}{Q^2}, \qquad (14)$$

i napisać

$$\frac{\omega^2}{\omega_0^2} - 1 + \frac{1}{Q^2} \cong$$

$$- \frac{1}{Q^2} \sum_2^p \frac{k^2}{k^2 - 1} n_k^2, \qquad (15)$$

albo, mając na uwadze (7):

$$\frac{\omega^2}{\omega_0^2} - \frac{\omega_1^2}{\omega_0^2} \cong - \frac{1}{Q^2} \sum_2^p \frac{k^2}{k^2 - 1} n_k^2. \qquad (16)$$

Przekształcając lewą stronę, równania (16) jak następuje:

$$\frac{\omega^2}{\omega_0^2} - \frac{\omega_1^2}{\omega_0^2} =$$

$$= \frac{(\omega - \omega_1)(\omega + \omega_1)}{\omega_0^2} \cong \frac{2 \triangle \omega}{\omega_1}, \qquad (17)$$

gdzie

$$\triangle \omega = \omega - \omega_1 \qquad (18)$$

jest odchyleniem częstotliwości generatora w stanie pracy nieliniowej od częstotliwości w stanie pracy liniowej, równanie to będziemy mogli przedstawić jako

$$\frac{\triangle \omega}{\omega_1} \cong - \frac{1}{2 Q_2} \sum_{k=2}^{k=p} \frac{k^2}{k^2 - 1} n_k^2. \qquad (19)$$

4. Teoria harmonicznych w odniesieniu do generatora o sprzężeniu zwrotnym

Teorię harmonicznych możemy zastosować do generatorów o sprzężeniu zwrotnym mając na uwadze, że charakterystyka układu pobudzającego, np. triody, będąca linią „cienką", wyraża się tu równaniem

$$i_e = f\left(u_s + \frac{1}{K_a} \cdot u_a\right), \qquad (1)$$

gdzie i_e jest prądem emisyjnym, czyli sumą prądu anodowego i_a i prądu siatki i_s:

$$i_e = i_a + i_s, \qquad (2)$$

u_s jest potencjałem siatki,
u_a — potencjałem anody,
K_a — współczynnikiem amplifikacji.

Odpowiednikiem równania (2.2) będzie dla triody równanie

$$\int_0 i_e \, d\left(u_s + \frac{1}{K_a} u_a\right) = 0, \qquad (3)$$

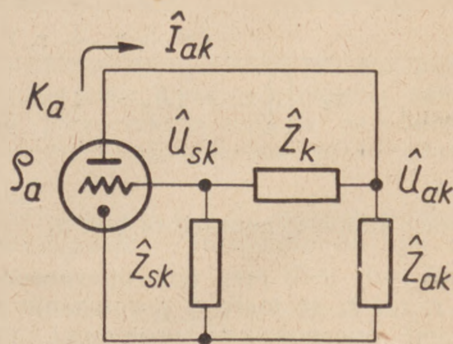
odpowiednikiem zaś równania (2.7) będzie — dla generatora triodowego o sprzężeniu zwrotnym — wyrażenie

$$\sum_{k=1}^{k=\infty} k \left| \left(\hat{U}_{sk} + \frac{1}{K_a} \hat{U}_{ak}\right) \check{I}_{e_k} \right|_{ur} = 0 \qquad (4)$$

Dla genaratora pracującego bez prądu siatki równanie (4) przechodzi w równanie

$$\sum_{k=1}^{k=\infty} k \left| \left(\hat{U}_{sk} + \frac{1}{K_a} \hat{U}_{ak}\right) \check{I}_{ak} \right|_{ur} = 0. \qquad (5)$$

Zastosujemy równanie (5) do generatora o sprzężeniu zwrotnym, przedstawionego w ogólnej postaci na rys. 4.



Rys. 4. Generator o sprzężeniu zwrotnym.

Mamy tu:

$$\hat{U}_{sk} = \hat{U}_{ak} \frac{\hat{Z}_{sk}}{\hat{Z}_{sk} + \hat{Z}_k}, \qquad (6)$$

oraz

$$\hat{U}_{ak} = - \hat{I}_{ak} \hat{Z}_{0k}; \qquad (7)$$

gdzie

$$\hat{Z}_{ok} = \frac{\hat{Z}_{ak}(\hat{Z}_k + \hat{Z}_{sk})}{\hat{Z}_k + \hat{Z}_{sk} + \hat{Z}_{ak}}. \qquad (8)$$

Podstawiamy (6) i (7) do (5) oraz wprowadzamy zawartość harmonicznych prądowych; otrzymujemy równanie

$$\sum_{k=1}^{k=\infty} k \left| \widehat{Z}_{ok} \left(\frac{\widehat{Z}_{sk}}{\widehat{Z}_{sk} + \widehat{Z}_k} + \frac{1}{K_a} \right) \right|_{ur} n_k^2 = 0, \tag{9}$$

po uwzględnieniu (8) równanie (9) przybiera postać

$$\sum_{k=1}^{k=\infty} k \left| \frac{\widehat{Z}_{ak} \left[\widehat{Z}_k + (K_a + 1)\, \widehat{Z}_{sk} \right]}{\widehat{Z}_k + \widehat{Z}_{ak} + \widehat{Z}_{sk}} \right|_{ur} n_k^2 = 0. \tag{10}$$

Wydzielając stąd podstawową, napiszemy

$$\left| \frac{\widehat{Z}_a \left[\widehat{Z} + (K_a + 1)\, \widehat{Z}_s \right]}{\widehat{Z} + \widehat{Z}_a + \widehat{Z}_s} \right|_{ur} = - \sum_{k=2}^{k=\infty} k \left| \frac{\widehat{Z}_{ak} \left[\widehat{Z}_k + (K_a + 1)\, \widehat{Z}_{sk} \right]}{\widehat{Z}_k + \widehat{Z}_{ak} + \widehat{Z}_{sk}} \right|_{ur} n_k^2 = 0 \tag{11}$$

Gdy oznaczymy — dla krótkości — prawą stronę równania (11) przez Σ, do lewej zaś podstawimy

$$\widehat{Z} = r + jx, \quad \widehat{Z}_a = r_a + jx_a, \quad \widehat{Z}_s = r_s + jx_s, \tag{12a, b, c}$$

wówczas z równania (11) możemy określić

$$x + x_a + x_s = (r + r_a + r_s) \frac{\left[x + (K_a + 1)\, r_s \right] + \dfrac{r_a}{x_a} \left[x + (K_a + 1)\, x_s \right]}{\left[x + (K_a + 1)\, x_s \right] - \dfrac{r_a}{x_a} \left[r + (K_a + 1)\, r_s \right]} +$$

$$- \frac{(r + r_a + r_s)^2 + (x + x_a + x_s)^2}{x_a \left\{ \left[x + (K_a + 1)\, x_s \right] - \dfrac{r_a}{x_a} \left[r + (K_a + 1)\, x_s \right] \right.} \Sigma. \tag{13}$$

Dla pracy liniowej generatora jest $n_k \Big|_2^\infty = 0$, a zatem $\Sigma = 0$; jeśli przy tym oporności rzeczywiste r, r_a i r_s są małe w porównaniu z odpowiednimi opornościami urojonymi, wówczas równanie (13) daje warunek

$$x + x_a + x_s \cong 0. \tag{14}$$

Równanie to pozwala obliczyć — w pierwszym przybliżeniu — częstotliwość generatora.

Obecność oporów rzeczywistych powoduje, iż prawa strona równania (14) różni się nieco od zera, a przeto częstotliwość generatora odbiega w pewnym stopniu od częstotliwości rezonansowej obwodu $\widehat{Z}$, $\widehat{Z}_a$, $\widehat{Z}_s$.

Przejście generatora od pracy liniowej do nieliniowej pociąga za sobą zjawienie się wyrazu z Σ, co wpływa na dalsze odchylenie częstotliwości od częstotliwości, odpowiadającej pracy liniowej generatora (pracy na tzw. granicy powstawania drgań).

Oba te wpływy, objęte dwoma wyrazami prawej strony równania (13), są niewielkie, a przeto wyrazy te będziemy uważać za wyrażenia poprawkowe; dzięki temu, możemy je znacznie uprościć bez szkody dla dokładności rozważań.

Mianowicie, zastąpimy x w prawej stronie równania (13) przez wyrażenie, wynikające z warunku (14)

$$x = -(x_a + x_s), \tag{15}$$

oraz przyjmiemy

$$K_a\, x_s - x_a \cong K_a\, x_s, \tag{16}$$

jak również

$$K_a + 1 \cong K_a, \tag{17}$$

co jest dopuszczalne dla $K_a x_s \gg x_a$ i $K_a \gg 1$. Następnie w liczniku wyrażenia zawierającego Σ pominiemy

$$(x + x_a + x_s)^2 \ll (r + r_a + r_s)^2,$$

w mianowniku zaś również pominiemy wyraz drugi, jako mały wobec pierwszego.

Po tych uproszczeniach i przekształceniach równanie (13) przybierze postać

$$x + x_a + x_s =$$

$$- (r + r_a + r_s) \frac{\frac{r_a}{x_a} + \frac{r_s}{x_s} + \frac{r}{K_a\, x_s}}{1 - \left(\frac{1}{K_a}\frac{r_a}{x_a}\frac{r}{x} + \frac{r_a}{x_a}\frac{r_s}{x_s}\right)} +$$

$$- \frac{(r + r_a + r_s)^2}{K_a\; x_a\; x_s} \sum . \qquad (18)$$

Jeśli chodzi o wyrażenie

$$\sum = \sum_{k=2}^{k=\infty} k \left| \frac{\widehat{Z}_{ak}\left[\widehat{Z}_k + (K_a + 1)\; \widehat{Z}_{sk}\right]}{\widehat{Z}_k + \widehat{Z}_{ak} + \widehat{Z}_{sk}} \right|_{ur} n_k^2 , \qquad (19)$$

to można je uprościć, mając na uwadze, że dla częstotliwości harmonicznych ($k \geqslant 2$) oporności rzeczywiste mogą być w nim pominięte wobec oporności urojonych; również można pominąć $1 \ll K_a$. Będzie wówczas

$$\sum = \sum_{2}^{\infty} k \left| \frac{x_{ak}\,[x_k + K_a\, x_{sk}]}{x_k + x_{ak} + x_{sk}} \right| n_k^2 . \qquad (20)$$

Równania (18) oraz (20) pozwalaja wyrazić częstotliwość układu generacyjnego za pomocą wielkości obwodu rezonansowego oraz współczynnika amplifikacji lampy tak w stanie pracy liniowej $\left(n_k \Big|_2^\infty = 0\right)$ jak i nieliniowej, danej przez widmo harmonicznych.

Co się tyczy warunku amplitudy, to warunek ten znajdziemy z równania wzmocnienia lampy oraz równania dzielnika napięcia sprzężenia zwrotnego.

Równanie wzmocnienia jest tu

$$\frac{\widehat{U}_a}{\widehat{U}_s} = - \frac{K_a}{1 + \frac{\rho_a}{\widehat{Z}_0}} \cong - \frac{K_a}{1 + \frac{\rho_a}{R_0}} \qquad (21)$$

gdzie R_0 jest opornością dynamiczną obwodu oscylacyjnego ($\widehat{Z}$, $\widehat{Z}_a$, $\widehat{Z}_s$) w odniesieniu do obwodu anodowego.

Oczywiście

$$R_0 \cong \frac{Z_a^2}{r + r_a + r_s} \cong \frac{x_a^2}{r + r_a + r_s} . \qquad (22)$$

Równanie dzielnika napięcia ma postać

$$\frac{\widehat{U}_s}{\widehat{U}_a} = \frac{x_s}{x_s + x} , \qquad (23)$$

albo uwzględniając (15)

$$\frac{\widehat{U}_s}{\widehat{U}_a} = - \frac{x_s}{x_a} . \qquad (24)$$

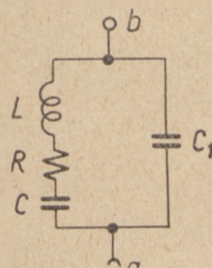
Zatem warunek amplitudy generatora brzmi

$$K_a \cdot \frac{x_s}{x_a} \geqq 1 + \frac{\rho_a}{x_a^2} (r + r_a + r_s) . \qquad (25)$$

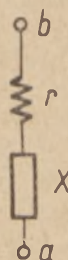
Znak równości odpowiada stanowi granicznemu; dla znaku większości stan pracy przechodzi w nieliniowy.

5. Własności układu piezoelektrycznego

Układ piezoelektryczny stosowany do celów stabilizacji częstotliwości (rys. 5) można sprowadzić [4], w końcowej postaci, do obwodu elektrycznego przedstawionego na rys. 6. Wiel-



Rys. 5. Obwód równoważny obwodu piezoelektrycznego.



Rys. 6. Układ zastępczy obwodu z rys. 5.

kości tego układu uwzględniają już ew. pojemności szczelin, jakie występują między samym elementem piezoelektrycznym a okładzinami, jak również pojemność wnoszoną przez oprawkę (patrz Dodatek 5.1).

Oporność układu $L\,C\,R\,C$, między punktami $a\,b$ można wyrazić — stosownie do rys. 6 — równaniem

$$\widehat{Z} = r + j\; x . \qquad (1)$$

Tutaj

$$r = R \frac{\left(\frac{1}{\omega\, C_1}\right)^2}{R^2 + \left(\omega\, L - \frac{C + C_1}{\omega\, C\, C_1}\right)^2} \qquad (2)$$

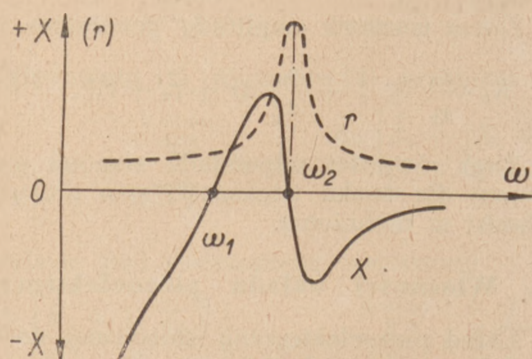
oraz

$$x =$$

$$- \frac{1}{\omega\, C_1} \frac{\left[R_2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega\, C}\right)^2\right] - \frac{1}{\omega C_1}\left(\omega L - \frac{1}{\omega\, C}\right)}{R^2 + \left(\omega\, L - \frac{C + C_1}{\omega\, C\, C_1}\right)^2} \qquad (3)$$

są funkcjami częstotliwości, jak to przedstawia wykres na rys. 7.

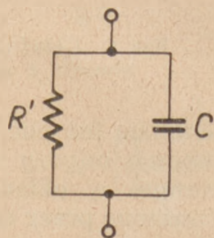
Dyskusja wyrażenia (3) pokazuje, że układ posiada dwie charakterystyczne częstotliwości rezonansowe, a mianowicie:

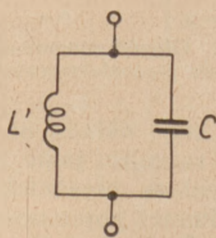


Rys. 7. Krzywa zależności x i r od ω.

1. — częstotliwość odpowiadającą rezonansowi szeregowemu gałęzi $L\,R\,C$. przy którym występuje prawie zwarcie pojemności C_1 przez opór R' (rys. 8); częstotliwość ta jest

$$\omega_1^2 = \frac{1}{L\,C}\,; \tag{4}$$





Rys. 8. Rezonans szeregowy.

Rys. 9. Rezonans równoległy.

2. — częstotliwość odpowiadająca rezonansowi równoległemu:

a) gałęzi $L\,C\,R$, która zachowuje się jak indukcyjność

$$L' = \frac{1}{\omega_2}\left(\omega_2\,L - \frac{1}{\omega_2\,C}\right), \tag{5}$$

oraz b) gałęzi C_1 (rys. 5); częstotliwość ta jest

$$\omega_2{}^2 = \frac{1}{L'\,C} = \frac{1}{L\,C}\left(1 + \frac{C}{C_1}\right). \tag{6}$$

Wprowadzimy oznaczenia:

$$\alpha = \frac{C_1}{C}\left(\frac{\omega^2}{\omega_1{}^2} - 1\right) \tag{7}$$

$$\delta = R\,\omega\,C_1 \tag{8}$$

i przedstawimy wyrażenia (2) i (3) następująco:

$$r = R\,\frac{1}{\delta^2 + (\alpha - 1)^2} =$$

$$= R\,\frac{1}{(1-\alpha)^2}\;\frac{1}{1 + \left(\frac{\delta}{1-\alpha}\right)^2} \tag{9a}$$

$$x = -\,\frac{1}{\omega\,C_1}\;\frac{\delta^2 + \alpha\,(\alpha - 1)}{\delta^2 + (1-\alpha)^2} =$$

$$= \frac{1}{\omega\,C_1}\;\frac{\alpha}{1-\alpha}\;\frac{1 - \frac{\delta}{\alpha\,(1-\alpha)}}{1 + \left(\frac{\delta}{1-\alpha}\right)^2}. \tag{9b}$$

Zazwyczaj bywa

$$\delta^2 \ll (1-\alpha)^2 \quad \text{i} \quad \delta^2 \ll \alpha\,(1-\alpha), \tag{10}$$

a przeto (9) można uprościć, pisząc

$$r \cong R\,\frac{1}{(1-\alpha)^2}, \tag{11}$$

$$x \cong \frac{1}{\omega\,C_1}\;\frac{\alpha}{1-\alpha}\left[1 - \left(\frac{\delta}{1-\alpha}\right)^2\right]. \tag{12}$$

Jeśli ponadto jest $\alpha \ll 1$, wówczas wyrażenie (12) upraszcza się do postaci

$$x \cong \frac{1}{\omega\,C_1}\cdot\frac{\alpha}{1-\alpha}\,(1-\delta^2)\,. \tag{13}$$

Z (13) znajdujemy

$$\alpha \doteqdot \frac{1}{1 + \frac{1-\delta^2}{\omega\,C_1\,x}}. \tag{14}$$

Podstawiając (14) do (7), otrzymamy na częstotliwość wyrażenie

$$\omega^2 = \omega_1{}^2\left(1 + \frac{C}{C_1}\;\frac{1}{1 + \frac{1-\delta^2}{\omega\,C_1\,x}}\right). \tag{15}$$

Stąd — przez zróżniczkowanie i odrzucenie małych dalszych rzędów — wyrazimy względną zmianę częstotliwości (patrz Dodatek 5.2) za pomocą względnych zmian wielkości, wchodzących do (15), jako:

$$\frac{\Delta\,\omega}{\omega} = \underset{(I)}{\frac{\Delta\,\omega_1}{\omega_1}} + \frac{1}{2}\,\underset{(II)}{\omega\,C\,x}\,\frac{\Delta\,C}{C} +$$

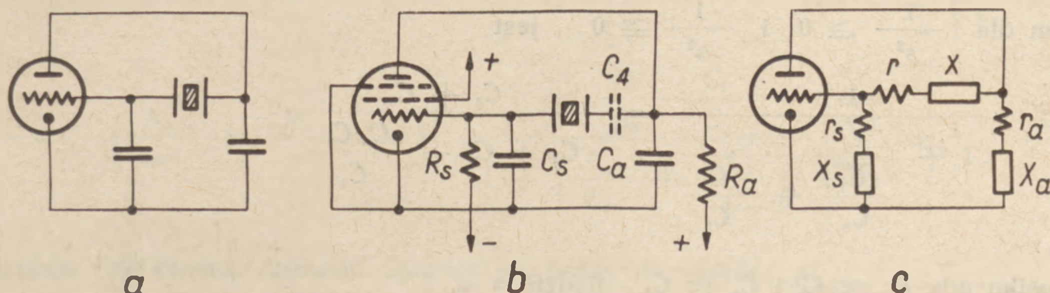
$$-\,\underset{(III)}{(\omega\,C\,x)\,(R\,\omega\,C_1)^2}\,\frac{\Delta\,R}{R} +$$

$$-\,\frac{1}{2}\,\underset{(IV)}{(\omega\,C\,x)^2}\,\frac{\Delta\,C_1}{C_1} + \frac{1}{2}\,\omega\,C\,x\,\frac{\Delta\,x}{x} \tag{16}$$

6. Układ generacyjny o stabilizacji piezoelektrycznej

Zastosujemy otrzymane wyniki do generatora o sprzężeniu zwrotnym, stabilizowanego piezoelektrycznie w układzie tzw. „siatka-anoda", tzn. takim, gdzie element piezoelektryczny jest włączony między anodę a siatkę lampy o siatce

Przyjmiemy tu układ możliwie prosty i elektrycznie jednoznaczny, unikając stosowanych często do niedawna obwodów strojonych w siatce lub anodzie; zastąpimy je wprost przez pojemności, zasilanie zaś elektrod lampy zrealizujemy poprzez opory rzeczywiste [5]. W ten sposób układ nie będzie zawierał żadnych indukcyjności, poza indukcyjnością równoważna



Rys. 10. Generator stabilizowany piezoelektrycznie w układzie „anoda-siatka".

czynnej, np. triody — lub lepiej pentody. Ażeby układ taki pracował jako generator, element piezoelektryczny musi wykazywać oporność zespoloną o składowej urojonej dodatniej (indukcyjnościowej), natomiast opory: siatkowy i anodowy układu muszą mieć składowe urojone ujemne (pojemnościowe), jak to przedstawia rys. 10a.

elementu piezoelektrycznego, pojemności zaś wejściowe lub międzyelektrodowe lampy dołączają się do pojemności C_s i C_a układu (rys. 10b) i są nimi objęte.

Zastępując tu zespoły równoległe połączonych oporów i kondensatorów R_s C_s i R_a C_a przez zespoły szeregowe r_s i x_s oraz r_a i x_a (rys. 10c), mamy zależności:

$$r_s + j\,x_s = R_s \frac{1}{1 + (R_s\,\omega\,C_s)^2} - j\,\frac{1}{\omega\,C_s}\,\frac{R_s\,\omega\,C_s}{1 + (R_s\,\omega\,C_s)^2}, \tag{1}$$

$$r_a + j\,x_a = R_a \frac{1}{1 + (R_a\,\omega\,C_a)^2} - j\,\frac{1}{\omega\,C_a}\,\frac{R_a\,\omega\,C_s}{1 + (R_a\,\omega\,C_a)^2}. \tag{2}$$

Po wprowadzeniu — dla uproszczenia pisania — oznaczeń

$$s = R_s\,\omega\,C_s \quad \text{i} \quad a = R_a\,\omega\,C_a, \tag{3a, b}$$

możemy z (1) i (2) określić

$$r_s = R_s \frac{1}{s^2 + 1}, \qquad x_s = -\frac{1}{\omega\,C_s}\,\frac{s^2}{s^2+1}, \tag{4}$$

$$r_a = R \frac{1}{a^2 + 1}, \qquad x_a = -\frac{1}{\omega\,C_a}\,\frac{a^2}{a^2+1}. \tag{5}$$

Jeśli będzie $s^2 \gg 1$ i $a^2 \gg 1$, wówczas wyrażenia (4) i (5) dadzą się uprościć jak następuje:

$$r_s \cong \frac{R_s}{s^2}, \qquad x_s \cong -\frac{1}{\omega\,C_s}\left(1 - \frac{1}{s^2}\right), \tag{6}$$

$$r_a \cong \frac{R_a}{a^2}, \qquad x_a \cong -\frac{1}{\omega\,C_a}\left(1 - \frac{1}{a^2}\right). \tag{7}$$

Załóżmy najpierw, że praca generatora jest liniowa, a oporności rzeczywiste są bardzo małe. Częstotliwość generatora będzie określona przez warunek (4.14), skąd znajdziemy

$$x = \frac{1}{\omega\,C_s}\left(1 - \frac{1}{s^2}\right) + \frac{1}{\omega\,C_a}\left(1 - \frac{1}{a^2}\right). \tag{8}$$

Podstawiając (8) do (5.14), otrzymujemy

$$\alpha = \frac{1}{1 + \dfrac{1}{\dfrac{C_1}{C_s}\left(1 - \dfrac{1}{s^2}\right) + \dfrac{C_1}{C_a}\left(1 - \dfrac{1}{a^2}\right)}}, \tag{9}$$

przy czym dla $\frac{1}{s^2} \cong 0$ i $\frac{1}{a^2} \cong 0$ jest

$$\alpha \cong \frac{1}{1 + \dfrac{1}{\dfrac{C_1}{C_s} + \dfrac{C_1}{C_a}}} = \frac{C_a + C_s}{C_a + C_s + \dfrac{C_a C_s}{C_1}}. \tag{10}$$

W przypadku gdy $C_1 \ll C_s$ i $C_1 \ll C_a$, będzie $\alpha \ll 1$.

Warunek amplitudy (4.25), wobec tego, że

$$x_s \cong -\frac{1}{\omega C_s}, \qquad x_a \cong -\frac{1}{\omega C_a},$$

będzie tu, po uwzględnieniu (11b) w (4.22),

$$K_a \frac{C_a}{C_s} \geqq 1 + \rho_a \omega^2 C_a^2 \left(\frac{R_s}{s^2} + \frac{R_a}{a^2} + r\right) \tag{12}$$

przy czym

$$r = \frac{R}{(1-\alpha)^2}. \tag{13}$$

Dla lampy generacyjnej typu ekranowanego (tetrody, pentody) drugi wyraz prawej strony równania (12) jest dużo większy od 1. Równanie to przechodzi więc w

$$K_a \frac{C_a}{C_s} \cong \rho_a \omega^2 C_a^2 \left(\frac{R_s}{s^2} + \frac{R_a}{a^2} + r\right) = \frac{\rho_a}{R_a}\left[1 + \frac{r}{R_a} a^2 + \frac{R_s}{R_a}\frac{a^2}{s^2}\right]. \tag{14}$$

W razie gdy $\frac{R_s}{R_a}\frac{a^2}{s^2} \ll 1$, warunek amplitudy ma postać

$$K_a \frac{C_a}{C_s} \geqq \frac{\rho_a}{R_a}\left(1 + \frac{r}{R_a} a^2\right). \tag{15}$$

Zastosujemy teraz wzór (4.18) do obliczenia częstotliwości generatora. Określimy stamtąd

$$x = -(x_a + x_s) - (r + r_a + r_s)\frac{\dfrac{r_s}{x_s} + \dfrac{r_a}{x_a} + \dfrac{r}{K_a x_s}}{1 - \left(\dfrac{1}{K_a}\dfrac{r_a}{x_a}\dfrac{r}{x_s} + \dfrac{r_a}{x_a}\dfrac{r_s}{x_s}\right)} - \frac{(r + r_a + r_s)^2}{K_a x_a x_s}\sum, \tag{16}$$

gdzie $\sum$ jest dane przez (4.19).

Z (4) i (5) znajdujemy

$$\frac{r_s}{x_s} = -\frac{1}{s}, \qquad \frac{r_a}{x_a} = -\frac{1}{a}; \tag{17a, b}$$

ponadto oznaczamy

$$\frac{r}{x_s} = -b. \tag{18}$$

Podstawiając (17), (18) do (16) z uwzględnienieniem

$$x_{ak} = -\frac{1}{k\,\omega\,C_{ak}}, \quad x_{sk} = -\frac{1}{k\,\omega\,C_{sk}}, \quad x_k = -\frac{1}{k\,\omega\,C_1} \qquad (19a, b, c)$$

w (4.19), otrzymujemy

$$x = \frac{1}{\omega C_a}\left(1-\frac{1}{a^2}\right)+\frac{1}{\omega C_s}\left(1-\frac{1}{s^2}\right)+\frac{1}{a}\left(\frac{R_a}{a^2}+\frac{R_s}{s^2}+r\right)\frac{1+a\left(\frac{b}{K_a}+\frac{1}{s}\right)}{1-\frac{1}{a}\left(\frac{b}{K_a}+\frac{1}{s}\right)}+$$

$$+\omega C_1\left(\frac{R_a}{a^2}+\frac{R_s}{s^2}+r\right)^2\frac{1+\frac{1}{K_a}\frac{C_s}{C_1}}{1+\left(\frac{C_1}{C_s}+\frac{C_1}{C_a}\right)}\sum_{k=2}^{k=\infty} n_k^2 \qquad (20)$$

W równaniu (20) można dokonać uproszczeń, mając na uwadze, że

$$\frac{1}{a}\left(\frac{b}{K_a}+\frac{1}{s}\right) \ll a\left(\frac{b}{K_a}+\frac{1}{s}\right) \ll 1$$

oraz że $\left(\frac{C_1}{C_s}+\frac{C_1}{C_a}\right) \ll 1$. Otrzymamy wówczas

$$x \cong \frac{1}{\omega C_a}\left(1-\frac{1}{a^2}\right)+\frac{1}{\omega C_s}\left(1-\frac{1}{s^2}\right)+\frac{R_a}{a^3}\left(1+\frac{r}{R_s}a^2+\frac{R_s}{R_a}\frac{a^2}{s^2}\right)\left[1+a\left(\frac{b}{K_a}+\frac{1}{s}\right)\right]+$$

$$+\frac{\omega C_1 R_a^2}{a^4}\left(1+\frac{r}{R_a}a^2+\frac{R_s}{R_a}\frac{a^2}{s^2}\right)^2\left(1+\frac{1}{K_a}\frac{C_s}{C_1}\right)\sum_{k=2}^{k=\infty} n_k^2. \qquad (21)$$

Podstawiając (21) do (5.14) otrzymamy dokładne wyrażenie na częstotliwość generatora o stabilizacji piezoelektrycznej.

Pierwsze przybliżenie wyrażenia (21) znajdujemy, zakładając, iż r jest bardzo małe, R_a i R_s zaś bardzo duże, oraz że praca generatora jest liniowa $\left(\sum_2^\infty n_k^2 = 0\right)$. Będzie wówczas

$$x \cong \frac{1}{\omega\, C_a} + \frac{1}{\omega\, C_s} \qquad (22)$$

Równanie (22) jest dalej idącym uproszczeniem równania (8); pozwala ono, — podobnie jak równanie (10) — określić przybliżoną wartość wielkości α, a stąd znaleźć przybliżoną wartość częstotliwości.

W celu określenia wpływu różnych wielkości, wchodzących do wyrażenia (21), na wielkość x, znajdziemy różniczkę zupełną tego wyrażenia względem C_a, C_s, R_a, R_s, K_a oraz n_k, przy czym pominiemy wyrazy dalszych rzędów jako małe wobec wyrazów bliższych rzędów; należy tu zwłaszcza mieć na uwadze, że $s^2 \gg a^2$, bowiem zazwyczaj $C_a \gg C_s$ przy $R_4 \gg R_a$. Otrzymamy

$$dx = -\frac{1}{\omega C_a}\frac{dC_a}{C_a}-\frac{1}{\omega C_s}\frac{dC_s}{C_s}-\frac{r}{a}\frac{dR_a}{R_a}-\frac{1}{s}\left(r+\frac{R_a}{a^2}\right)\frac{dR_s}{R_s}+$$

$$+\frac{r}{a}\frac{dR}{R}-\frac{1}{K_a}\omega C_a\left(r+\frac{R_a}{a^2}\right)^2\sum_{k=2}^{k=\infty} n_k^2\,\frac{dK_a}{K_a}+$$

$$+\omega C_1\left(r+\frac{R_a}{a^2}\right)^2\sum_{k=2}^{k=\infty} n_k^2\,\frac{d\sum_{k=2}^{k=\infty} n_k^2}{\sum_{k=2}^{k=\infty} n_k^2}. \qquad (23)$$

Dla znalezienia ostatniego wyrazu we wzorze (5.16), wystarczy wyrażenie (23) pomnożyć przez $\frac{1}{2}\,\omega\, C$. Napiszemy więc

$$\frac{1}{2}\omega C x \frac{\triangle x}{x} = -\frac{1}{2}\frac{C}{C_a}\frac{\triangle C_a}{C_a} - \frac{1}{2}\frac{C}{C_s}\frac{\triangle C_s}{C_s} - \frac{1}{2}\frac{r}{R_a}\frac{C}{C_a}\frac{\triangle R_a}{R_a} +$$

$$-\frac{1}{2}\frac{C}{C_s}\frac{r}{R_s}\left(1+\frac{R_a}{a^2 r}\right)\frac{\triangle R_s}{R_s} + \frac{1}{2}\frac{r}{R_a}\frac{C}{C_a}\frac{\triangle R}{R} +$$

$$-\frac{1}{2K_a}\omega^2 C C_s r^2\left(1+\frac{R_a}{a^2 r}\right)^2\sum_{k=2}^{k=\infty} n_k^2 \cdot \frac{\triangle K_a}{K_a} +$$

$$+\frac{1}{2}\omega^2 C C_1 r^2\left(1+\frac{R_a}{a^2 r}\right)^2\sum_{k=2}^{k=\infty} n_k^2 \cdot \frac{\triangle \sum_{k=2}^{k=\infty} n_k^2}{\sum_{k=2}^{k=\infty} n_k^2}. \qquad (24)$$

Przepisując (5.16), po podstawieniu tam zamiast x wielkości określonej z (22), i dołączając wyrażenie (24), otrzymamy

$$\frac{\triangle\omega}{\omega} = \underset{(I)}{\frac{\triangle\omega_1}{\omega_1}} + \underset{(II)}{\frac{1}{2}\frac{C}{C_s}\left(1+\frac{C_a}{C_s}\right)\frac{\triangle C}{C}} + \Bigg[\underset{(III)}{r^2\omega^2 C_1^2\frac{C}{C_a}\left(1+\frac{C_a}{C_s}\right)} +$$

$$+\frac{1}{2}\frac{r}{R_a}\frac{C}{C_a}\Bigg]\frac{\triangle R}{R} - \underset{(IV)}{\frac{1}{2}\frac{C^2}{C_a^2}\left(1+\frac{C}{C_s}\right)^2\frac{\triangle_1 C}{C_1}} - \underset{(V)}{\frac{1}{2}\frac{C}{C_a}\frac{\triangle C_a}{C_a}} +$$

$$+\underset{(VI)}{\frac{1}{2}\frac{C}{C_s}\frac{\triangle C_s}{C_s}} - \underset{(VII)}{\frac{1}{2}\frac{r}{R_a}\frac{C}{C_a}\frac{\triangle R_a}{R_a}} - \underset{(VIII)}{\frac{1}{2}\frac{r}{R_s}\frac{C}{C_s}\left(1+\frac{R_a}{a^2 r}\right)\frac{\triangle R_s}{R_s}} +$$

$$+\underset{(IX)}{\frac{1}{2K_a}\omega^2 C C_s r^2\left(1+\frac{R_a}{a^2 r}\right)^2\sum_{k=2}^{k=\infty} n_k^2\frac{\triangle K_a}{K_a}} +$$

$$+\underset{(X)}{\frac{1}{2}\omega^2 C C_1 r^2\left(1+\frac{R_a}{a^2 r}\right)^2\sum_{k=2}^{k=\infty} n_k^2\frac{\triangle\sum_{k=2}^{k=\infty} n_k^2}{\sum_{k=2}^{k=\infty} n_k^2}}. \qquad (25)$$

Przeprowadzimy dyskusję poszczególnych wyrazów wyrażenia (25). Wyrazy I, II, III, IV wzoru (25) dotyczą samego elementu piezoelektrycznego, wyrazy IV, V, VI, VII i VIII – dotyczą elementów układu generacyjnego, wyraz IX – lampy generacyjnej, wreszcie wyraz X – stanu pracy układu. O ile chodzi o wyraz IV, to, w przypadku dołączenia równolegle do (oprawki) elementu piezoelektrycznego dużej pojemności, wyraz ten będzie dotyczył raczej elementów układu, aniżeli samego elementu piezoelektrycznego.

Wyraz I-szy określa wpływ zmian częstotliwości szeregowego rezonansu elementu piezoelektrycznego, które mogą być wywołane zmianami jego stanu fizycznego, a przede wszystkim temperatury. Określa to tzw. cieplny współczynnik częstotliwości

$$\Lambda_\omega = \frac{1}{\omega_1}\frac{\triangle\omega_1}{\triangle T} =$$

$$-\frac{1}{2}\left(\frac{1}{L}\frac{\triangle L}{\triangle T} + \frac{1}{C}\frac{\triangle C}{\triangle T}\right). \qquad (26)$$

Zazwyczaj przez odpowiednie wycięcie elementu z kryształu piezoelektrycznego nadaje

się współczynnikowi Λ_ω wartość możliwie bliską zeru, przez umieszczenie zaś w termostacie czyni się $\triangle T \cong 0$; w ten sposób

$$\frac{\triangle \omega_1}{\omega_1} = \Lambda_\omega \cdot \triangle T$$

uzyskuje żądaną małą wartość.

Innymi czynnikami, mogącymi wpływać na ω_1, są zmiany sposobu zamocowania elementu w oprawce, (występujące np. przy wstrząsach), oraz starzenie się materiału piozoelektrycznego.

Wyraz II-gi określa wpływ zmian dynamicznej pojemności elementu, które są wywoływane również głównie zmianami temperatury. Pomimo, iż współczynnik Λ_ω może być równy zeru, to jednak współczynnik cieplny pojemności dynamicznej

$$\frac{1}{C} \cdot \frac{\triangle C}{\triangle T}$$

może się różnić od zera (p. Dodatek 6.1).

Jednakże, dzięki temu, iż $C \ll C_s$, współczynnik proporcjonalności przy wyrazie II-im jest bardzo mały, a przeto rola tego wyrazu w ogólnym wyrażeniu na niestałość częstotliwości — jest znikoma.

Wyraz III-ci określa wpływ zmian oporności dynamicznej elementu, wywołanych zmianami jego tłumienia, zachodzącymi np. wskutek zmian cisnienia powietrza, wilgotności, wskutek niestałości zamocowań, zmienności przylegania metalizowanych okładzin, zanieczyszczeń powierzchni itp. (Oprócz tego może tu dochodzić zmienność strat w oprawce lub w elementach obwodu, dołączonych równolegle do elementu piezoelektrycznego).

Wyraz IV-ty określa wpływ zmian pojemności statycznej elementu piezoelektrycznego oraz pojemności oprawki wraz z ew. dodatkowo dołączoną zazwyczaj dość dużą pojemnością. Ponieważ współczynnik proporcjonalności jest tu bardzo małego rzędu wielkości, przeto wpływy te są stosunkowo niewielkie.

Wyrazy V-ty i VI-ty określają wpływ zmian pojemności obwodu anody i siatki łącznie z pojemnościami międzyelektrodowymi lampy, wyrazy zaś VII-my i VIII-my — wpływ zmian oporności tych obwodów. Należy tu zauważyć, że wpływy elementów obwodu anody są — w przybliżeniu — o rząd wielkości wieksze niż wpływy obwodu siatki.

Jeśli chodzi o oporność R_s, to obejmuje ona właściwie nie tylko wartość samego oporu R_s układu, lecz również oporność odpowiadającą ew. prądowi siatki, jaki może płynąć przez lampę. Wartość tej składowej oporności może ulegać zmianie wraz ze zmianą punktu pracy; wnoszoną zaś tu dodatkowo pewną nieliniowość można uważać poniekąd za uwzględnioną przez harmoniczne obwodu anodowego.

Wyraz IX-ty określa wpływ zmian współczynnika amplifikacji lampy generacyjnej. Dzięki małej wartości współczynnika proporcjonalności przy tym wyrazie, wpływ ten jest znikomo mały.

Wyraz X-ty określa wpływ nieliniowości pracy układu generacyjnego, wyrażającej się przez obecność harmonicznych (prądowych) w obwodzie anodowym lampy. Należy zwrócić uwagę, że korzystna jest tu raczej mniejsza wartość pojemności statycznej C_1 elementu piezoelektrycznego.

7. Wielkości składowe niestałości częstotliwości i ich dopuszczalne wartości

Na podstawie wyników powyższych rozważań zbadamy wpływy, jakie wywierają poszczególne czynniki, wchodzące do wzoru (7.25), na ogólną niestałość częstotliwości generatora o stabilizacji piezoelektrycznej.

W tym celu dokonamy obliczeń dla generatora stabilizowanego piezoelektrycznie, należącego do klasy wysokiej stałości częstotliwości; możemy tu np. wziąć za podstawę generator „SFR typ 431" (podawana niestałość rzędu 10^{-8}), korzystając z niektórych, skąpych zresztą danych, zawartych w artykule M. Toussaint'a i A. Sev'a [6].

Element piezoelektryczny. Element piezoelektryczny jest z kwarcu, w postaci płytki o wymiarach: długość $b \simeq 28$ mm, grubość $d \simeq 1$ mm, tzw. cięcia „GT", o cieplnym współczynniku częstotliwości Λ_ω, mniejszym od $1.10^{-6}/^0C$ w zakresie temperatur od 10^0C do 70^0C. Stała częstotliwości dla cięcia „GT" jest $\tau = f_1 \,.\, l = 3290$ kc/s. mm, co daje częstotliwość rezonansu szeregowego

$$f_1 = \frac{\tau}{l} = \frac{3290}{33} \simeq 100 \text{ kc/s.}$$

Indukcyjność dynamiczną elementu obliczymy ze wzoru

$$L_{q\,(H)} \simeq 25\, d_{(mm)} = 25.1 = 25\,H.$$

Pojemność dynamiczną znajdziemy z zależności rezonansowej

$$C_{q\,(F)} = \frac{1}{\omega_1^2 \,.\, L_q} = 0{,}1 \,.\, 10^{-12}\, F = 0{,}1 \text{ pF}.$$

Dobroć elementu piezoelektrycznego, pracującego w próżni — zgodnie z artykułem — przyjmiemy

$$Q_q = \frac{\omega L_q}{R_q} \simeq 40000,$$

co da na oporność dynamiczną wartość

$$R_q \simeq 400\,\Omega,$$

Przyjmiemy, że okładziny elementu są wykonane w postaci metalizacji ($C' = C'' = \infty$), zatem

$$L = L_q = 25\ \text{H},$$
$$C = C_q = 0{,}1\ \text{pF},$$
$$R = R_q = 400\ \Omega.$$

Pojemność statyczna wraz z dołączoną równolegle pojemnością dodatkową niech będzie

$$C_1 = 100\ \text{pF}.$$

Dla powyższych danych znajdujumy

$$\delta = R\,\omega_1\,C_1 = 0{,}8\,\pi\,.\,10^{-2},$$

czyli $\delta^2 = 0{,}63\,.\,10^{-3} \ll 1$

Układ generacyjny. Jako lampę generacyjną przyjmiemy pentodę, zbliżoną do pentody 6J7, posiadającą w punkcie pracy dane:

$$K_a = 2000\ ^V/_V,$$
$$S_a = 2\ ^{mA}/_V,$$
$$\rho_a = 1000\ \text{k}\Omega$$

Pentoda pracuje w układzie, który sprowadza się ostatecznie do układu jak na rys. 10b. Dane tego układu przyjmiemy jak następuje:

$$C_a = 1000\ \text{pF} \qquad C_a = 5000\ \text{pF}$$
$$R_a = 10000\ \Omega \qquad R_a = 50000\ \Omega.$$

Zatem, zgodnie z (6.3), będzie

$$a = 2\pi, \qquad a^2 \cong 40,$$
$$s = 50\pi, \qquad s^2 \cong 25000.$$

Warunek amplitudy. Dla sprawdzenia warunku amplitudy znajdujemy przybliżoną wartość α na podstawie wzoru (6.10). Otrzymamy

$$\alpha = \frac{1000 + 5000}{1000 + 5000 + \dfrac{1000\,.\,5000}{100}} = 0{,}107$$

Warunek (5.10) jest więc spełniony.

Z (5.13) znajdujemy

$$r = \frac{400}{(1 - 0{,}107)^2} \cong 500\ \Omega$$

Ponieważ

$$\frac{R_s}{R_a}\cdot\frac{a^2}{s^2} = \frac{5000}{1000}\cdot\frac{40}{25000} = 0{,}008 \ll 1$$

możemy zastosować wzór (6.15), który daje

$$\left[2000\cdot\frac{1000}{5000} = 400\right] > \left[\frac{1000000}{10000}\left(1 + \frac{500}{10000}\cdot 40\right) = 300\right]$$

Jak widać, praca generatora będzie się odbywać niezbyt daleko poza granicą powstawania drgań.

Widmo harmonicznych. Założymy, że w danym punkcie pracy lampy generacyjnej widmo harmonicznych prądu anodowego jest następujące:

druga harmoniczna	20%	czyli	$n_2 = 0{,}20$	$n_2^2 = 0{,}04000$
trzecia ,,	30%	,,	$n_3 = 0{,}30$	$n_3^2 = 0{,}09000$
czwarta ,,	20%	,,	$n_4 = 0{,}20$	$n_4^2 = 0{,}04000$
piąta ,,	15%	,,	$n_5 = 0{,}15$	$n_5^2 = 0{,}00225$
szósta ,,	5%	,,	$n_6 = 0.05$	$n_6^2 = 0{,}00025$
siódma ,,	1%	,,	$n_7 = 0{,}01$	$n_7^2 = 0{,}00001$

$$\sum_{k=2}^{k=7} n_k^2 \cong 0{,}20$$

W kolumnie 2 tablicy 1 zestawiono poszczególne składowe niestałości częstotliwości według wzoru (6.25); w kolumnie 3 podano liczbowe wartości odpowiednich współczynników, obliczonych na podstawie przyjętych wielkości elementu piezoelektrycznego oraz danych układu, lampy jak również zawartości harmonicznych.

Tablica 1

1	2	3	4	5
	Składowe niestałości częstotliwości	Liczbowe wartości współczynników z kolumny 2	Wartość składowej niestał. częstotl.	Dopuszczal. max. niestałości
I	$+\frac{\Delta\omega_1}{\omega_1} =$	$10^8 \cdot 10^{-8} \cdot \frac{\Delta\omega_1}{\omega_1}$	$0{,}20 \cdot 10^{-8}$	$\frac{1}{\omega}\left(\frac{\Delta\omega}{\Delta T}\right) \cong 10^{-7}$ $\Delta T = \pm 0{,}02^0 C$
II	$+\frac{1}{2}\frac{C}{C_a}\left(1+\frac{C_a}{C_s}\right)\frac{\Delta C}{C} =$	$+6000{,}00 \cdot 10^{-9} \cdot \frac{\Delta C}{C}$	$< 10^{-10}$	$\Delta T = \pm 0{,}02^0 C$
III	$+\left[r^2\omega^2 C_1^2 \frac{C}{C_a}\left(1+\frac{C_a}{C_s}\right)+\frac{1}{2}\frac{r}{R_a}\frac{C}{C_a}\right]\frac{\Delta R}{R} =$	$+262{,}00 \cdot 10^{-8} \cdot \frac{\Delta R}{R}$	$0{,}05 \cdot 10^{-8}$	$0{,}2^0/_{00}$
IV	$-\frac{1}{2}\frac{C^2}{C_a^2}\left(1+\frac{C}{C_s}\right)^2\frac{\Delta C_1}{C_1} =$	$-\ 0{,}50 \cdot 10^{-8} \cdot \frac{\Delta C_1}{C_1}$	$0{,}05 \cdot 10^{-8}$	$10^0/_0$
V	$-\frac{1}{2}\frac{C}{C_a}\frac{\Delta C_a}{C_a} =$	$+5000{,}00 \cdot 10^{-8} \cdot \frac{\Delta C_a}{C_a}$	$0{,}25 \cdot 10^{-8}$	$0{,}05^0/_{00}$
VI	$-\frac{1}{2}\frac{C}{C_s}\frac{\Delta C_s}{C_s} =$	$-1000{,}00 \cdot 10^{-9} \cdot \frac{\Delta C_s}{C_s}$	$0{,}05 \cdot 10^{-8}$	$0{,}05^0/_{00}$
VII	$-\frac{1}{2}\frac{r}{R_a}\frac{C}{C_a}\frac{\Delta R_a}{R_a} =$	$-\ 250{,}00 \cdot 10^{-8} \cdot \frac{\Delta R_a}{R_a}$	$0{,}10 \cdot 10^{-8}$	$0{,}5^0/_{00}$
VIII	$-\frac{1}{2}\frac{r}{R_s}\frac{C}{C_s}\left(\frac{1}{2}\frac{R_a}{a^2 r}\right)\frac{\Delta R_s}{R_s} =$	$-\ 15{,}00 \cdot 10^{-8} \cdot \frac{\Delta R_s}{R_s}$	$0{,}01 \cdot 10^{-8}$ $0{,}03 \cdot 10^{-9}$ $0{,}04 \cdot 10^{-8}$	$0{,}5^0/_{00}$ $2{,}0^0/_{00}$ $2{,}5^0/_{00}$
IX	$-\frac{\omega^2 C C_s}{2 K_a}\left(1+\frac{R_a}{a^2 r}\right)^2 \sum n_k^2 \frac{\Delta K_a}{K_a} =$	$-\ 0{,}50 \cdot 10^{-8} \cdot \frac{\Delta K_a}{K_a}$	$0{,}05 \cdot 10^{-8}$	$10^0/_0$
X	$+\frac{\omega^2 C C_1 r^2}{2}\left(1+\frac{R_a}{a^2 r}\right)^2 \sum n_k^2 \frac{\Delta \Sigma n_k^2}{\Sigma n_k^2} =$	$+\ 22{,}50 \cdot 10^{-8} \cdot \frac{\Delta \Sigma n_k^2}{\Sigma n_k^2}$	$0{,}20 \cdot 10^{-8}$	$5^0/_{00}$

Ogólna niestałość częstotliwości, przyjęta jako $\pm 1 . 10^{-8}$. będzie się składać z szeregu niestałości składowych, zestawionych w tablicy 1. Rozkładu ogólnej niestałości na składowe można dokonać, uwzględniając szereg okoliczności natury technicznej. Przykład pewnego rozwiązania podany jest w kolumnie 4 tablicy 1.

I. Niestałość częstotliwości rezonansu szeregowego ω_1 przyjęto jako $\pm 0,20 . 10^{-8}$, mając na uwadze zastosowanie podwójnego termostatu, który zapewnia wahania temperatury nie większe niż $\pm 0,02^0$C (termostat zewnętrzny $\pm 0,5^0$C) przy wahaniach temperatury otoczenia w granicach $+5^0C \div +35^0C$) Przy współczynniku cieplnym częstotliwości danego cięcia kwarcu rzędu $\pm 0,1 . 10^{-6}/^0C$ daje to niestałość częstotliwości

$$\frac{\Delta\omega_1}{\omega_1} = \pm 0,1 . 10^{-6} . 0,02 = \pm 0,20 . 10^{-8}.$$

Tolerancji na starzenie się kwarcu nie przewidziano, zakładając, że *gros* postarzenia miało miejsce przed oddaniem elementu do użytku.

II. Niestałość częstotliwości, wywołana zmianami pojemności dynamicznej C, głównie wskutek zmian temperatury, przy stałości temperatury $\pm 0,02^0$C, będzie rzędu 10^{-11}, a więc jest do pominięcia wobec innych niestałości (p. Dodatek 6.1).

III. Niestałość częstotliwości wywołana zmianami oporności dynamicznej R wskutek różnych przyczyn powinna być raczej nieznaczna ,dzięki metalizowanym elektrodom i oprawce próżniowej, chroniącej od zmian ciśnienia i wilgotności. Sprzężenia z podstawą oprawki są znacznie zmniejszone przez zastosowanie specjalnych mas, skupionych w punktach węzłowych zamocowań kwarcu.

Niestałość ze względu na różne te czynniki przyjęto $\pm 0,05 . 10^{-8}$, co dopuszcza względną zmianę $\frac{\Delta R}{R}$ dochodzącą do $0,2^0/_{00}$. (Należy tu zauważyć, że w wyrażeniu w nawiasie kwadratowym wyraz pierwszy jest znacznie mniejszy od wyrazu drugiego i może być pominięty; np. w rozpatrywanym przeliczeniu współczynnik 262,00 jest sumą 12,00 i 250,00).

IV. Niestałość częstotliwości wywołana zmianami C_1, uzależniona głównie od jakości dołączonego kondensatora (równolegle do pojemności oprawki) przyjęto na $\pm 0,05 . 10^{-8}$, co pozwala na zastosowanie tu kondensatora o dużej niestałości, nawet rzędu $10^0/_0$. Taka korzystna sytuacja zachodzi tu dzięki temu, iż współczynnik przy $\frac{\Delta C_1}{C_1}$ ma małą wartość.

V i VI. Niestałości częstotliwości, wywołane zmianami pojemności C_a i C_s, przyjęto w ten sposób, aby niestałość kondensatorów $\frac{\Delta C_a}{C_a}$ wzgl. $\frac{\Delta C_s}{C_s}$ wypadła $\pm 0,05^0/_{00}$. Daje to niestałości częstotliwości od C_a: $\pm 0,25 . 10^{-8}$, od C_s zaś: $\pm 0,05 . 10^{-8}$. Jak widać, wymaga to stosowania bardzo dobrych kondensatorów, gdyż przy wahaniach temperatur od $+5^0C \div +35^0C$ muszą one mieć cieplny współczynnik pojemności rzędu $10^{-6}/^0C$. Celowe więc wydaje się, umieszczenie układu przynajmniej w zewnętrznym termostacie, co przy niestałości jego temperatury $\pm 0,5^0$C pozwoli na uzyskanie potrzebnej stałości pojemności przy cieplnym współczynniku pojemności rzędu $10^{-4}/^0C$.

Pojemności C_a i C_s obejmują pojemności międzyelektrodowe C_{ak} i C_{sk} lampy wraz z efektem wnoszonym przez ładunek przestrzenny. Rząd wielkości zmian, związanych z tym efektem, można oszacować – przy zmianach napięć zasilających w granicach $\pm 10^0/_0$ – na 0,01 pF dla C_{ak}, oraz 0,05 pF dla C_{sk}.

Daje to względne niestałości pojemności, przy $C_a = 1000$ pF i $C_s = 5000$ pF, rzędu 10^{-5}, czyli $0,01^0/_{00}$.

W przypadku stabilizowania napięć zasilających (patrz p. X) niestałość ta będzie dużo mniejsza, a więc będzie stanowić znikomą część dopuszczalnych niestałości, podanych w kolumnie 5.

VII i VIII. Niestałości częstotliwości wywołane zmianami oporności R_a i R_s przyjęto w taki sposób, aby w odniesieniu do samych oporów wystarczyła niestałość rzędu $0,5^0/_{00}$. Daje to niestałości częstotliwości od R_a rzędu $0,1 . 10^{-8}$, od R_s zaś rzędu $0,01 . 10^{-8}$. Wymaga to użycia oporników dobrej jakości; w razie pomieszczenia ich w termostacie zewnętrznym, cieplny współczynnik oporności nie powinien być większy od ok. 10^{-3}. Co się tyczy wpływu oporu R_s, zostawiono tu pewną rezerwę ($\pm 0,03 . 10^{-8}$) na niestałość prądu siatki. W ten sposób niestałość od R_s wynosi

$$\pm (0,01 + 0,03) . 10^{-8} = \pm 0,04 . 10^{-8}.$$

IX. Niestałość częstotliwości, wywołana zmianami współczynnika amplifikacji K_a pentody, przyjęto na $0,05 . 10^{-8}$, co odpowiada zmianom K_a rzędu $10^0/_0$. Wymaga to pewnej stabilizacji napięć zasilających.

X. Niestałość częstotliwości wywołana niestałością stanu pracy, wyrażającą się przez zmianę widma harmonicznych wskutek zmian napięć zasilających, przyjęto na $\pm 0,20 . 10^{-8}$, czemu odpowiada wymagana stałość zawartości harmonicznych rzędu $\pm 5^0/_{00}$. Jest to warunek

raczej trudny, który pociągnie za sobą konieczność dobrego stabilizowania napięć zasilających oraz stosowania lampy o ustalonych danych elektrycznych.

Dodatek 5.1

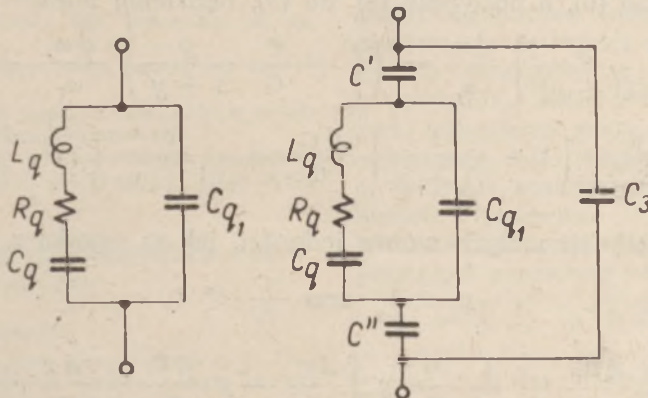
Element piezoelektryczny jest równoważny układowi, przedstawionemu na rys. 5.1, gdzie: L_q, C_q i R_q są wielkościami dynamicznymi elementu: indukcyjnością, pojemnością i opornością, C_{q1} zaś statyczną pojemnością; wielkości te są określone wymiarami geometrycznymi elementu oraz sposobem jego cięcia. W przypadku gdy element jest umieszczony w oprawce, dochodzi wpływ ew. szczelin o pojemnościach C' i C'' czyli o pojemności wypadkowej

$$C_2 = \frac{C' C''}{C' + C''},$$

oraz wpływ pojemności oprawki C_3, jak to przedstawia rys. 5.2. Ten ostatni sprowadza się do układu jak na rys. 5, przy czym między wielkościami obu układów istnieje związek następujący:

$$L = L\left(1 + \frac{C_{q_1}}{C_2}\right), \tag{2}$$

$$C = C_q \frac{1}{\left(1 + \frac{C_{q_1}}{C_2}\right)\left(1 + \frac{C_q + C_{q_1}}{C_2}\right)}, \tag{3}$$



Rys. 5.1. Obwód równoważny samego elementu.

Rys. 5.2. Obwód równoważny po wprowadzeniu szczelin oraz pojemności oprawki.

$$R = R_q \left(1 + \frac{C_{q_1}}{C_2}\right)^2, \tag{4}$$

$$C_1 = C_{q_1} \frac{1}{1 + \frac{C_{q_1}}{C_2}} + C_3 . \tag{5}$$

W przypadku jeśli układ posiada – w szereg z elementem piezoelektrycznym – dodatkową pojemność C_4 (rys. 10b), służącą do przestrajania częstotliwości generatora w niewielkich granicach, wówczas wpływy tej pojemności mogą być poniekąd przedyskutowane jak wpływy szczeliny C_2.

Dodatek 5.2 Zgodnie z (14) i (15) mamy

$$\omega^2 = \omega_1^2 \left(1 + \frac{C}{C_1}\alpha\right). \tag{1}$$

Różniczkując (1), otrzymujemy

$$2\omega\, d\omega = 2\left(1 + \frac{C}{C_1}\alpha\right)\omega\, d\omega + \omega_1^2 \frac{C}{C_1}\alpha\left(\frac{d\alpha}{\alpha} + \frac{dC}{C} - \frac{dC_1}{C_1}\right), \tag{2}$$

po podzieleniu zaś obu stron przez $2\omega_1^2$ i przyjęciu z lewej strony $\omega_1 \cong \omega$ napiszemy

$$\frac{d\omega}{\omega} = \left(1 + \frac{C}{C_1}\alpha\right)\frac{d\omega_1}{\omega_1} + \frac{1}{2}\frac{C}{C_1}\alpha\left(\frac{d\alpha}{\alpha} + \frac{dC}{C} - \frac{dC_1}{C_1}\right). \tag{3}$$

Równanie (14) przedstawimy jako

$$\alpha = \frac{1}{1 + \frac{1}{y}} = \frac{y}{1 + y}, \tag{4}$$

gdzie, zgodnie z (14), oznaczymy

$$y = \frac{\omega C_1 x}{1 - \delta^2} \cong \omega C_1 x\,(1 + \delta^2) = \omega C_1 x\,(1 + R^2\omega^2 C_1^2) \tag{5}$$

Różniczkując (4) otrzymujemy

$$\frac{d\alpha}{\alpha} = \frac{1}{1 + y} \cdot \frac{dy}{y}. \tag{6}$$

Następnie znajdujemy

$$dy = \omega C_1 x \left[(1+\delta^2) \left(\frac{dx}{x} + \frac{dC_1}{C_1} + \frac{d\omega}{\omega} \right) + 2\delta^2 \left(\frac{dC_1}{C_1} + \frac{dR}{R} + \frac{dx}{x} \right) \right] \quad (7)$$

Przyjmując $y \cong \omega C_1 x$ oraz pomijając $\delta^2 \lll 1$, napiszemy

$$\frac{dy}{y} = \frac{dx}{x} + \frac{dC_1}{C_1} + 2\delta^2 \frac{dR}{R} + \frac{d\omega}{\omega}. \quad (8)$$

Po podstawieniu (8) do (6), a następnie (6) do (3), będziemy mieli

$$\left[1 - \frac{1}{2} \frac{C}{C_1} \frac{y}{(1+y)^2} \right] \frac{d\omega}{\omega} = \left(1 + \frac{C}{C_1} \frac{y}{1+y} \right) \frac{d\omega_1}{\omega_1} +$$

$$+ \frac{1}{2} \frac{C}{C_1} \frac{y}{1+y} \left[\frac{dC}{C} - \left(1 - \frac{1}{1+y} \right) \frac{dC_1}{C_1} + \frac{1}{1+y} \left(2\delta^2 \frac{dR}{R} + \frac{dx}{x} \right) \right]. \quad (9)$$

Stąd, po odrzuceniu wielkości małych wobec jedności, jak to wynika z warunku

$$y \ll 1 \quad \text{oraz} \quad \frac{C}{C_1} \ll 1,$$

otrzymamy

$$\frac{d\omega}{\omega} = \frac{d\omega_1}{\omega_1} + \frac{1}{2} \frac{C}{C_1} y \left[\frac{dC}{C} - y \frac{dC_1}{C_1} + \frac{dx}{x} + 2\delta^2 \frac{dR}{R} \right] \quad (10)$$

Po uwzględnieniu uproszczonego równania (5) możemy napisać (10) jako

$$\frac{d\omega}{\omega} = \frac{d\omega_1}{\omega_1} + \frac{1}{2} \omega C x \left(\frac{dC}{C} - \omega C x \frac{dC_1}{C_1} + 2 R^2 \omega^2 C_1^2 \frac{dR}{R} \right) + \frac{1}{2} \omega C x \frac{dx}{x}. \quad (11)$$

Otrzymujemy więc wynik (16).

Dodatek 6 1 Jeśli założymy, że niestałość częstotliwości elementu piezoelektrycznego

$$\frac{\Delta \omega_1}{\omega_1} = -\frac{1}{2} \left(\frac{\Delta L}{L} + \frac{\Delta C}{C} \right) \cong 0,$$

to wynika stąd $\frac{\Delta C}{C} = -\frac{\Delta L}{L}$. Ponieważ $L = L_0 d$, przeto $\frac{\Delta L}{L} = \frac{\Delta d}{d}$.

Oznaczając cieplny współczynnik rozszerzalności liniowej w kierunku wymiaru d przez α_d, napiszemy $\frac{1}{d} \cdot \frac{\Delta d}{\Delta T} = \alpha_d$, skąd $\frac{\Delta d}{d} = \alpha_d \Delta T$. Zatem $\frac{\Delta C}{C} = -\alpha_d . \Delta T$.

Przyjmując na $\alpha_d \cong 10 . 10^{-6}/^0C$, będziemy mieli, przy $\Delta T \cong \pm 0{,}03^0C$,

$$\frac{\Delta C}{C} = \mp 10^{-5} . 0{,}02 = \mp 20 . 10^{-8}.$$

Wykaz literatury

1. E. S. Anceliowicz. Stabilnost' czastoty u stabilizirowannych kwarcem łampowych gienieratorow. Izw. El.–prom, sł, t. 1935, nr 9, str. 1.
2. B. K. Szembel. Raszczet czastoty kwarcewogo oscillatora. Izw, El. – prom. sł. t. 1935, nr 7, str. 21.
3. J. Groszkowski. Zmiany częstotliwości, a zawartość harmonicznych w układach oscylacyjnych. Generatory o stałej częstotliwości. Wiad. i Prace Inst. Rad. 1932, t. IV, z. 5/6.
   J. Groszkowski. The interdependence of frequency variation and harmonic content and the problem of constant frequency oscillators. Proc. Inst. Rad. Eng. 1933, t. 21, s. 958.
   J. Groszkowski. Otnoszenije mieżdu izmienieniami czastoty i sodierżanijem garmonik w koliebatielnych sistemach. (Pieriewody za oktiabr' i nojabr' 1933) Moskwa.
4. J. Groszkowski. Generacja i stabilizacja częstotliwości. Warszawa 1947. B.W.T.
5. G. A. Kiandskij. Piezokwarcewyj gienierator biez koliebatielnawo kontura. Izw. El.–prom. sł. t. 1937, nr 9, str. 15.
6. M. Toussaint i A. Sev. Le problème de la synchronisation dans les réseaux de la radiodiffusion; Annales de Radioélectricité, 1947, t. II, nr 9, str. 253.
7.[1] H. N. Hansen. A crystal oscillator for carrier supply, Comm. News (Philips), t. X, N 1, s. 1. (1949).

[1]) Publikacja ta doszła do rąk autora już po napisaniu niniejszej pracy.

Inż. JÓZEF PLEBAŃSKI

Kierunkowe uselektywnianie odbiorników

(Metoda uzyskiwania charakterystyk kierunkowych anten za pomocą dobieranych sprzężeń i faz)

STRESZCZENIE

W pracy niniejszej dowodzi się, że dwie anteny rozstawione od siebie na odległości d np. 3 – 7 mtr, przy pewnych warunkach i w pewnym schemacie, mogą wykazywać własności kierunkowe.

Kąt odbioru zerowego może być pokręcany w zakresie 360°.

Dwa sygnały heterodynujące mogą być w ten sposób rozdzielone.

Podany schemat może być użyty w handlowych, a także w zwykłych odbiornikach radiofonicznych.

Słuchający na odbiorniku dwuantenowym ma wrażenie, że odbiornik jest więcej selektywny i daje mniej szumów.

Directional selectivity improvement of receivers

SUMMARY

It is shown that two antennae spaced by d, e. g. 3 – 7 mtr, under certain circumstances and in certain circuits can exhibit described directional properties.

The zeroreception angle can be rotated through 360°.

Two heterodyning signals can be thus separated.

The circuit can be used for commercial and ordinary broadcast receivers.

To listener – the receivers, using the two antennae system appear more selective and less noisy.

1. Wstęp

W poprzednim artykule*) na powyższy temat opisałem urządzenia odnoszące się głównie do anten ramowych i to skrzyżowanych, tj. prostopadłych względem siebie. Rozważane tam siły elektromotoryczne, powstające w antenach na skutek działania pola elektromagnetycznego, były w jednakowej fazie. Efekt osiągany przez dobór sprzężenia, polega w tym przypadku głównie na występowaniu w poszczególnych antenach prądów o różnych fazach. Zjawisko to można wyzyskać dla osiągnięcia efektów kierunkowych przez stosowanie zespołowo więcej niż jednej grupy skrzyżowanych ramoanten, rozstawionych na pewnej odległości od siebie.

W niniejszym artykule podaję analizę obwodów sprzężonych, zasilanych przez różne anteny, w założeniu, że między antenami istnieje różnica fazowa wzbudzanych w nich przez pole elektromagnetyczne sił elektromotorycznych (przy odbiorze) lub że przy nadawaniu prądy w tych antenach są również przesunięte w fazie.

Ogólnie biorąc, jeżeli weźmiemy więcej, niż jedną antenę np. dwie, trzy . . . . n anten i umieścimy je w pewnej grupie w niedalekiej odległości od siebie, to, jak dobrze wiadomo, anteny te będą wzajemnie na siebie oddziaływać, ponieważ prąd w jakiejkolwiek antenie będzie wywoływać napięcie w każdej innej antenie, inaczej mówiąc, będziemy mieli zjawisko wzajemnej impedancji podobnie, jak to ma miejsce w każdej innej kombinacji sprzężonych obwodów z tą jednak różnicą, że w przypadku anten odbiorczych wszystkie one będą pobudzane przez pole elektromagnetyczne odbieranej fali. Napięcia i prądy, powstające w systemie sąsiednich anten, odpowiadają dokładnie napięciom i prądom, powstającym w sieci obwodów sprzężonych i mogą być obliczone z równań następujących:

$$\widehat{e}_1 = \widehat{I}_1 \widehat{Z}_{11} + \widehat{I}_2 \widehat{Z}_{12} + \ldots + \widehat{I}_n \widehat{Z}_{1n}$$

$$\widehat{e}_2 = \widehat{I}_1 \widehat{Z}_{12} + \widehat{I}_2 \widehat{Z}_{22} + \ldots + \widehat{I}_n \widehat{Z}_{2n}$$

$$\widehat{e}_n = \widehat{I}_1 \widehat{Z}_{1n} + \widehat{I}_2 \widehat{Z}_{2n} + \ldots + \widehat{I}_n \widehat{Z}_{nn}$$

w równaniu tym:

$\widehat{e}_1 \widehat{e}_2 \ldots \widehat{e}_n$ oznaczają siły elektromotoryczne w antenach 1.2 ... n.

$\widehat{I}_1 \widehat{I}_2 \ldots, \widehat{I}_n$ prądy w antenach.

$\widehat{Z}_{11} \widehat{Z}_{22} \ldots \widehat{Z}_{nn}$ impedancje własne anten

$\widehat{Z}_{12} \widehat{Z}_{23} \ldots \widehat{Z}_{1n}$ impedancje wzajemne między antenami 1–2 .. 1–n i t.d.

przyczym

$$\widehat{Z}_{12} = R_{12} + j X_{12} \text{ i t. d.}$$

Problem wzajemnych sprzężeń między antenami jest dobrze znany i szeroko opisany w literaturze.*)

Przy konstrukcji i obliczaniu anten kierunkowych wzory te wraz z rozmaitymi znanymi tablicami muszą być brane pod uwagę.

W pracy niniejszej *wychodzi się najpierw z założenia*, że między antenami nie ma wzajemnego sprzężenia, natomiast sprzężenia istnieją, względnie dobiera się je, w sprzężonych obwodach umieszczonych po za tymi antenami, jednakże zasilanych przez te anteny. Warunki takie można osiągnąć praktycznie np. jeżeli używamy anteny, których skuteczna wysokość jest mała w stosunku do $\frac{\lambda}{2}$.

*) Kwartalnik Telekomunikacyjny, kwiecień–wrzesień 1948 – Nr 2-3 str. 21 – 28.

*) 1) A. A. Pistolkors – Anteny 1947 str. 163.
2) F. E. Terman – Radio Engineering 1937 str. 691.
3) F. E. Terman – Radio Eugineers Handbook 1943 str. 782.
4) P. S. Carter – Proceedings Institute R. E. vol. 20 10C4. June 1932.
5) F. H. Mursay P. I. R. E. vol. 21 p. 154 January 1933.

Założenia powyższe zostały przyjęte tylko dla uproszczenia obliczeń. W końcu niniejszej pracy podaję dodatkowo rozważania teoretyczne uwzględniające tego rodzaju dodatkowe sprzężenia między antenami. Różnica między otrzymanymi rezultatami przy nieistniejącym sprzężeniu między samymi antenami i rezultatami przy istniejącym sprzężeniu, polega tylko na tym (jak to udowadniam poniżej), że ten sam rezultat otrzymuje się przy cokolwiek innych częstotliwościach. Początkowe pominięcie tego sprzężenia znacznie upraszcza obliczenia i daje więcej przejrzyste i proste wzory.

2. Dwie anteny bezkierunkowe, rozstawione o *d* i zasilające sprzężone obwody

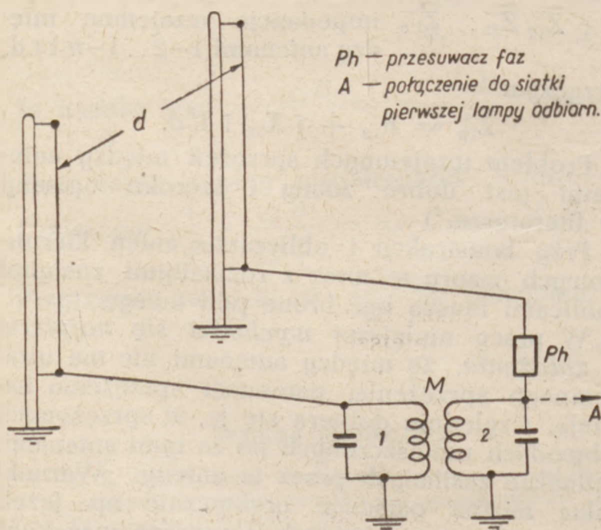
Dla przykładu weźmy dwie anteny rozstawione na odległość d od siebie i niesprzężone, zasilające jednak dwa sprzężone indukcyjnie obwody.

Według wyżej podanych wzorów otrzymamy wtedy dla tych obwodów

$$\hat{e}_1 = \hat{I}_1 \hat{Z}_{11} + \hat{I}_2 \hat{Z}_{12}$$

$$\hat{e}_2 = \hat{I}_1 \hat{Z}_{12} + \hat{I}_2 \hat{Z}_{12}$$

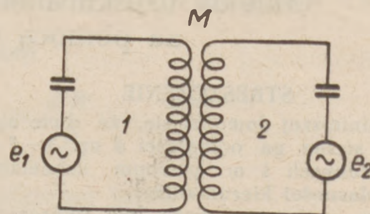
Jeżeli anteny będą przyłączone do obwodów według np. rys. 1 i wymiary anten będą małe w porównaniu z $\frac{\lambda}{2}$, natenczas $\hat{Z}_{12} \cong j\,\omega\,M$, gdzie $\omega = 2\pi f$, zaś M, indukcja wzajemna



Rys. 1. Dwie anteny rozstawione o d (np. 3 – 7 m) zasilające 2 obwody sprzężone.

między cewkami obwodów 1 i 2. Z bardzo dużym przybliżeniem będziemy mogli przyjąć, że $R_{12} \cong 0$, to znaczy, że sprzężenie między systemem pierwszej anteny wraz ze strojonym obwodem 1 oraz drugiej anteny wraz ze strojonym obwodem *2* będzie się składało z części urojonej t. j. będzie równe $j\,\omega\,M = j\,X_{12}$.

Jednym słowem będziemy mogli przyjąć, że w tym przypadku zamiast rys. 1, będziemy mogli użyć zastępczo rys. 2.



Rys. 2. Obwody sprzężone 1 i 2 e_1 e_2 — siły elektromotoryczne działające w tych obwodach.

Wobec powyższego dla Rys. 2. będziemy mogli napisać

$$\hat{e}_1 = \hat{I}_1 \hat{Z}_{11} + \hat{I}_2\, j\,\omega\,M$$

$$\hat{e}_2 = \hat{I}_1\, j\,\omega\,M + \hat{I}_2 \hat{Z}_{22}$$

ponieważ między anteną 1 i 2 istnieje różnica faz, równa, jak wiadomo, $K \cos\alpha$, gdzie $K = \frac{d}{\lambda} \cdot 360^0$ zaś d odległość między antenami, natomiast α kąt między płaszczyzną przechodzącą przez obydwie anteny i kierunkiem nadchodzącej do anten fali elekromagnetycznej, będziemy mogli dalej napisać

dla obwodu 1

$$\hat{e}_1 = E \sin\omega t = \hat{I}_1 \hat{Z}_{11} + \hat{I}_2\, j\,\omega\,M$$

dla obwodu 2

$$\hat{e}_2 = E \sin(\omega t - K\cos\alpha) = \hat{I}_1\, j\,\omega\,M + \hat{I}_2 \hat{Z}_{22}$$

Rozwiązując te równania względem $\hat{I}_1$ i $\hat{I}_2$ otrzymamy

$$\hat{I}_1 = \frac{E\,[Z_{22}\sin\omega t - \omega M\cos(\omega t - K\cos\alpha)]}{Z_{11}\,Z_{22} + \omega^2 M^2}$$

$$\hat{I}_2 = \frac{E\,[Z_{11}\sin(\omega t - K\cos\alpha) - \omega M\cos\omega t]}{Z_{11}\,Z_{22} + \omega^2 M^2}.$$

Równania te przypominają równania dla dwóch obwodów sprzężonych podane w poprzednim artykule, z tą jednak różnicą, że w danym przypadku mamy różnice fazowe między $\hat{e}_1$ i $\hat{e}_2$, przy czym $K = \frac{d}{\lambda}\,360^0$

Jeżeli przyjmiemy $\hat{Z}_{11} = R_1$, $\hat{Z}_{22} = R_2$, to znaczy, że obydwa obwody są w rezonansie i $\omega M = R_1 = R_2 = R$, to otrzymamy

$$\hat{I}_1 = \frac{ER}{R^2 + \omega^2 M^2}\left[\sin\omega t - \cos(\omega t - K\cos\alpha)\right] = $$

$$= B\cos\frac{90^0 + K\cos\alpha}{2} \cdot \sin(\omega t - \Psi)$$

$$\hat{I}_2 = \frac{ER}{R^2 + \omega^2 M^2}\left[\sin(\omega t - K\cos\alpha) - \cos\omega t\right] = $$

$$= B\cos\frac{90^0 - K\cos\alpha}{2} \cdot \sin(\omega t - \Psi')$$

gdzie

$$B = \frac{2\,ER}{R^2 + \omega^2 M^2} = \frac{E}{R};$$

$$\Psi = \frac{90^0 + K \cos \alpha}{2}$$

3. Graficzne obliczanie charakterystyk

W celu obliczenia charakterystyk kierunkowych t. j. $\widehat{I}_1 = f(\alpha)$ oraz $\widehat{I}_2 = f(\alpha)$ wystarczy obliczenie

$$\cos \frac{90^0 \pm K \cos \alpha}{2} = \cos\left(45^0 \pm \frac{K}{2} \cos \alpha\right) = f(\alpha)$$

W tym celu, dla lepszego zorientowania się, możemy użyć wykres z rys. 3. Krzywa I na tym wykresie jest krzywą $45^0 - 10^0 \cos \alpha = f(\alpha)$ t. j, przyjmujemy, że $K = 20^0$, krzywa II jest krzywą $45^0 + 10^0 \cos \alpha = f(\alpha)$. Wykresy te pokazują zależność przesunięcia fazowego sił elektromotorycznych indukowanych w obydwóch antenach w zależności od kąta α. Prostopadle do tych krzywych wykreślamy na prawo na rys. 3 krzywą $I = \cos \gamma$. W ten sposób, chcąc znaleźć

$$\cos \frac{90^0 \pm K \cos \alpha}{2} = f(\alpha)$$

np. dla $\alpha = 250^0$, z punktów P i T prowadzimy linie równoległe w kierunku do krzywej $A\,C\,E\,G\,I$, i znajdujemy odnośne amplitudy $A'\,B'$ i $E'\,F'$. Z powyższego widzimy, że w tym przypadku amplitudy I_1 i I_2 będą się zmieniać w zależności od kąta α w granicach od AB do EF. Jeżeli wykreślimy te amplitudy we współrzędnych biegunowych, otrzymamy wykres I i II z rys. 4. Z tego widzimy, że dobrane sprzężenie między obwodami 1 i 2 na rys. 1 nadaje tym obwodom (i antenom, a raczej zespołowi 2 anten z obwodami) własności kierunkowe. *Ogólnie biorąc* otrzymujemy w tym przypadku krzywe jednokierunkowe, przy czym obwód połączony z anteną bliżej leżącą źródła promieniowania odbiera więcej energii z fali elektromagnetycznej, niż obwód połączony z drugą anteną, leżącą dalej od źródła promieniowania. Zjawisko to podobne jest do zjawiska reflektorowego w antenach. O ile jednak w antenach odpowiednio rozstawionych, można powiedzieć, warunki są ustalone i nie mogą być zmienione bez zmiany rozstawienia między antenami, to w układzie z rys. 1 możemy np. włączyć między jeden obwód i zasilającą ten obwód antenę przesuwacz faz dowolnego rodzaju. Zakładamy, że ten przesuwacz faz nie zmienia stosunku amplitud. W tym przypadku wyżej podane równania zmienią się w sposób następujący:

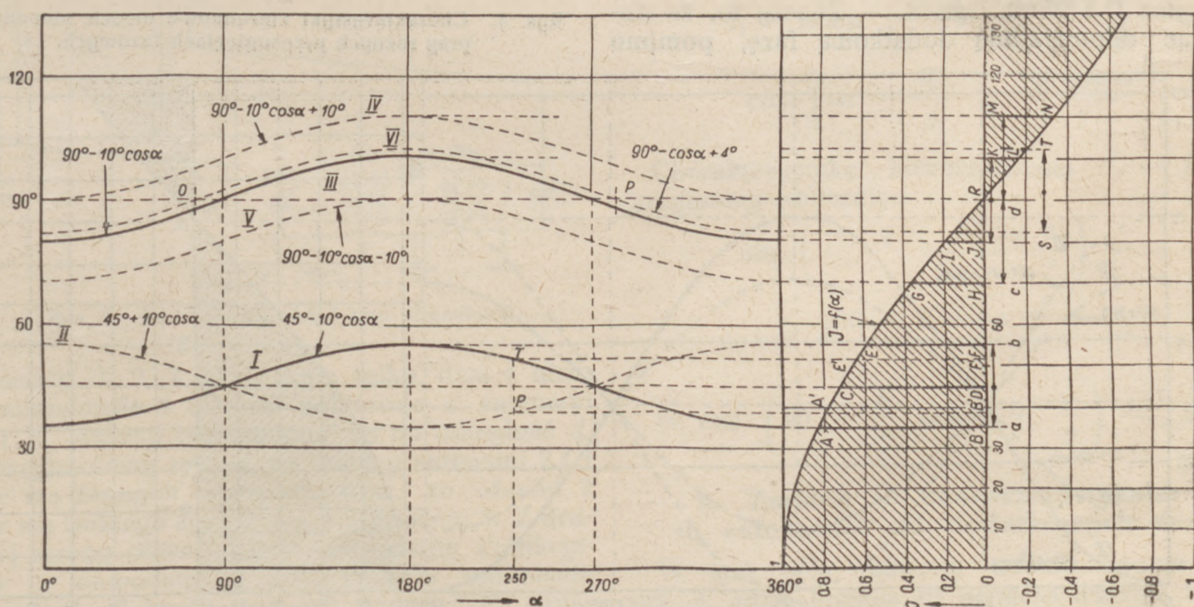
$$\widehat{I}_1 = B \cos \frac{90^0 + K \cos \alpha + \varphi}{2} \cdot \sin(\omega t - \Psi)$$

$$\text{i} \quad \widehat{I}_2 = B \cos \frac{90^0 - K \cos \alpha - \varphi}{2} \sin(\omega t - \Psi)$$

φ — oznacza przy tym dodatkową fazę wprowadzaną przez przesuwacz fazowy. Ponieważ interesują nas *tylko amplitudy*, możemy napisać

$$\widehat{I}_1 = B \cos\left(45^0 + \frac{K}{2} \cos \alpha + \frac{\varphi}{2}\right)$$

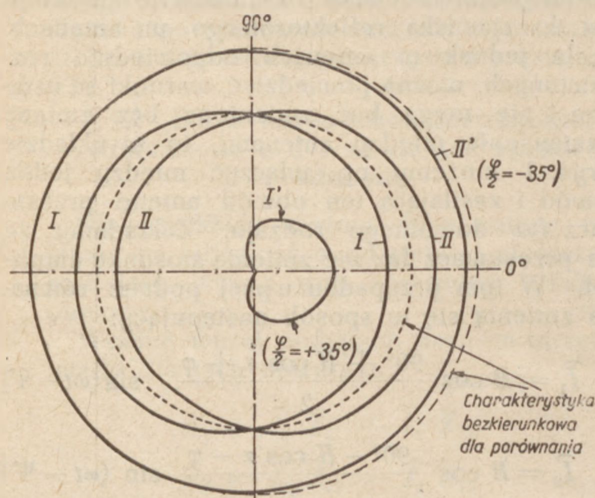
$$\widehat{I}_2 = B \cos\left(45^0 - \frac{K}{2} \cos \alpha - \frac{\varphi}{2}\right)$$



Rys. 3. Wykres pomocniczy dla obliczania charakterystyk kierunkowych.

4. Zmiany w charakterystykach kierunkowych w zależności od dodatkowych faz

Jeżeli w wyżej podanym przykładzie na rys. 3 przy $K = 20^0$, dodamy kąt $\varphi = 70^0$ t. j. $\frac{\varphi}{2} = 35^0$, to krzywa I zostanie przesunięta w górę o te 35^0 i zajmie miejsce krzywej V. Jeżeli z tej krzywej obliczymy amplitudy, posiłkując się krzywą $I = f(\alpha)$ na tym samym

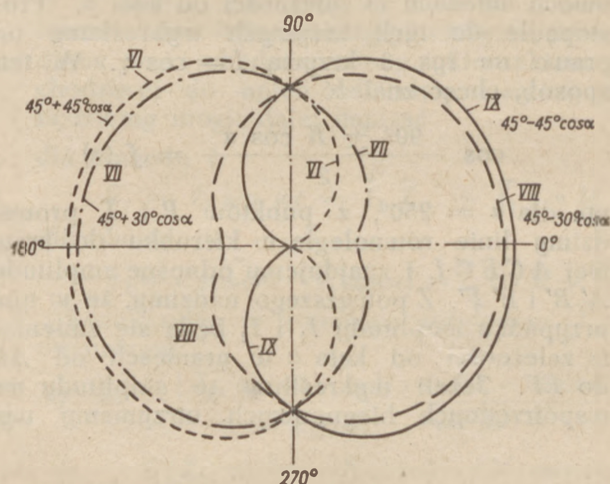


Rys. 4. Charakterystyki kierunkowe dwóch obwodów sprzężonych.

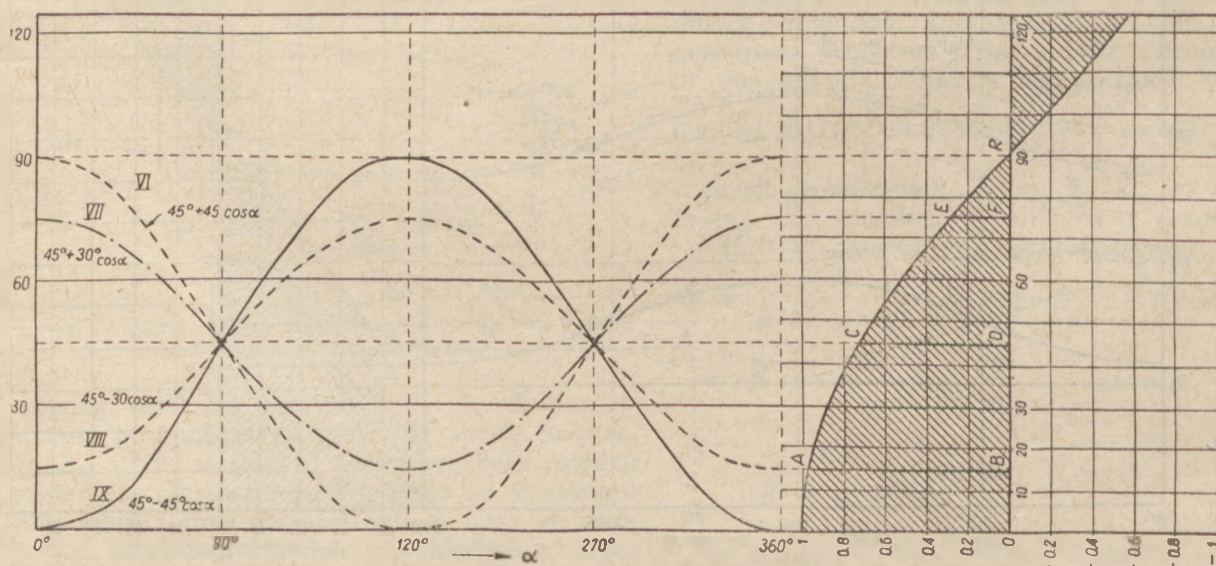
rys. 3, to łatwo zobaczymy, że I_2 będzie się zamieniać od zera (punkt R) do amplitudy GH, jednym słowem na odcinku cd, krzywa II w tym przypadku przesunie się w dół o $\frac{\varphi}{2} = 35^0$, i zerowych punktów posiadać oczywiście nie będzie. Wykreślając krzywe I i II we współrzędnych biegunowych, otrzymamy krzywe I' i II' na rys. 4. — Znaczy to, że dodając odpowiednią dodatkową fazę, pomimo małego przesunięcia fazowego między antenami $\left(\text{w danym przypadku } K = 20^0 = \frac{\lambda}{18}\right)$, możemy otrzymać jako charakterystykę kierunkową — kardioidę I (rys. 4). W porównaniu z krzywą I lub II, amplituda sygnału w optymalnym kierunku zmniejszy się ok. 2,5 razy. W układzie takim jednak w drugim obwodzie otrzymamy charakterystykę (II' — rys. 3) prawie całkowicie bezkierunkową.

Analizując powyższe krzywe z rys. 3 i 4, dochodzimy do wniosku, że system z rys. 1 (z przesuwaczem fazowym *Ph.*) daje możność strojenia kierunkowych anten; oznacza to, że bez względu na odległość między antenami, pozwala to, na osiąganie tej samej charakterystyki kierunkowej (w danym wypadku karioidy) i na strojenie anten do odbieranej fali.

Jeżeli nie będziemy używali dodatkowego przesuwania fazowego, a będziemy jedynie zmieniali rozstawienie między antenami, to otrzymamy krzywe z rys. 5, 6 i VI i VII dla



Rys. 5. Charakterystyki kierunkowe dwóch obwodów przy różnych przesunięciach fazowych.



Rys. 6. Wykres pomocniczy dla obliczania charakterystyk kierunkowych.

jednej anteny i VIII, IX dla drugiej anteny. Jak widzimy, w tym przypadku charakterystyki kierunkowe jednego obwodu będą stanowić odwrócenie charakterystyk drugiego obwodu.

Dla krzywej VII i VIII rozstawienie d anten odpowiada różnicy faz

$$\frac{d}{\lambda},\ 360^0 = 30^0 \times 2 = 60^0 = \varphi \text{ t. j. } d = \frac{\lambda}{6},$$

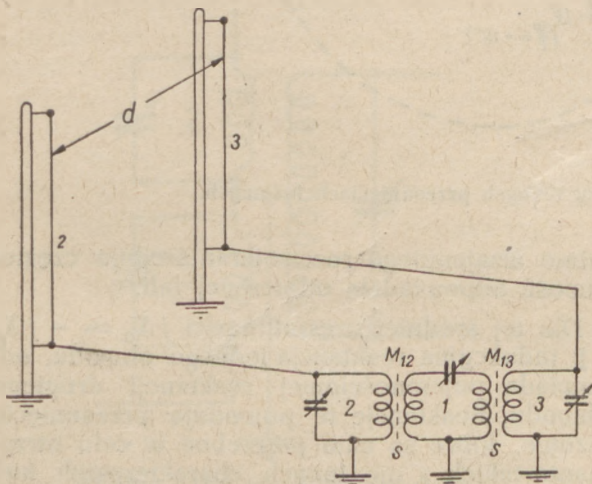
dla krzywej VI i IX rozstawienie anten odpowiada

$$45^0 \times 2 = 90^0 = \varphi \text{ t. j. } d = \frac{\lambda}{4}.$$

Wada układu z rys. 1 polega jednak na tym, że dodatkowe przesunięcie fazowe (φ), nie może być praktycznie osiągnięte bez zmiany stosunku amplitud. Odnośne urządzenia zapewniające stałość amplitud byłyby bardzo skomplikowane. Możnaby jedynie stosować rozstrajanie obwodów w różne strony. Druga wada polega na tym, że strojąc zespół na różne fale, trzeba zmieniać również i sprzężenie między cewkami (M), ponieważ obliczone krzywe są słuszne tylko przy $R = \omega M$.

5. Kierunkowy układ trzyobwodowy

Z powyższych względów lepszym jest układ według rys. 7, w którym mamy trzy sprzężone



Rys. 7. Kierunkowy układ trzy obwodowy.

obwody 1, 2, 3, przy czym tylko dwa z nich, a mianowicie 2 i 3 są połączone z antenami 2 i 3. Anteny rozstawione sa na odległość d, i przyjmujemy znowu, że między antenami 2 i 3 nie ma żadnych sprzężeń oraz, że obwód 2 nie ma żadnego sprzężenia z obwodem 3. Z drugiej strony obwód 1 jest sprzęgnięty indukcyjnie z obwodami 2 i 3. W celu uniknięcia sprzężeń elektrostatycznych mogą być użyte ekrany S S.

W takim przypadku dla obwodów 1, 2, 3 będziemy mogli napisać wyżej podane równania w sposób następujący:

obwód 1-szy

$$o = \widehat{I}_1\, \widehat{Z}_{11} + \widehat{I}_2\, \widehat{Z}_{12} + \widehat{I}_3\, \widehat{Z}_{13} = 0$$

obwód 2-gi

$$\widehat{e}_2 = \widehat{I}_1\, \widehat{Z}_{12} + \widehat{I}_2\, \widehat{Z}_{22} = E \sin \omega t$$

obwód 3-ci

$$\widehat{e}_3 = \widehat{I}_1\, \widehat{Z}_{13} + \widehat{I}_3\, \widehat{Z}_{33} = E \sin(\omega t - K \cos\alpha)$$

Równania takie były już rozpatrywane w poprzednim artykule i rozwiązanie ich daje:

$$\widehat{I}_1 = \frac{E\left[-j\omega M_{12}\widehat{Z}_{33} \sin \omega t \mp j\omega M_{13}\widehat{Z}_{22} \sin(\omega t - K\cos\alpha)\right]}{\widehat{Z}_1\,\widehat{Z}_2\,\widehat{Z}_3 + \omega^2 M_{12}^2 \widehat{Z}_{33} + \omega^2 M_{13}^2 \widehat{Z}_{22}}$$

Należy zaznaczyć, że w powyższym równaniu znaki przy $j\omega M_{12} Z_{33}$ i $j\omega M_{13} Z_{22}$ będą zgodne, jeżeli kierunki sprzężeń M_{12} i M_{13} są zgodne, w przeciwnym przypadku będą odwrotne.

Rozpatrzmy najpierw ten ostatni przypadek i przyjmijmy $Ej\omega M_{13} = Ej\omega M_{12}$ oraz $\widehat{Z}_{33} = \widehat{Z}_{22} = Z$. Natenczas powyższe równanie dla $\widehat{I}_1$ będziemy mogli napisać w sposób następujący

$$\widehat{I}_1 = \frac{Ej\omega M_{12} Z}{\sum Z^3}\left|\sin(\omega t \pm \varphi) - \sin(\omega t - K\cos\alpha)\right|$$

Kąt φ jest kątem stałego przesuwu fazowego, który stwarzamy za pomocą jakiegokolwiek przesuwacza fazowego z tym zastrzeżeniem, że nie zmienia on stosunku amplitud t. j. że $Ej\omega M_{12}\widehat{Z}_{33} = Ej\omega M_{13}\widehat{Z}_{22}$.

Składając sinusy otrzymamy

$$\widehat{I}_1 = K \sin\left(\frac{\pm\varphi + K\cos\alpha}{2}\right) \cdot$$

$$\cdot \cos\left(\omega t \pm \frac{\Psi}{2} - \frac{K\cos\alpha}{2}\right)$$

Charakterystykę kierunkowości $\widehat{I}_1 = f(\alpha)$ otrzymamy obliczając

$$\sin\left(\frac{-\,.\,\varphi + K\cos\alpha}{2}\right) =$$

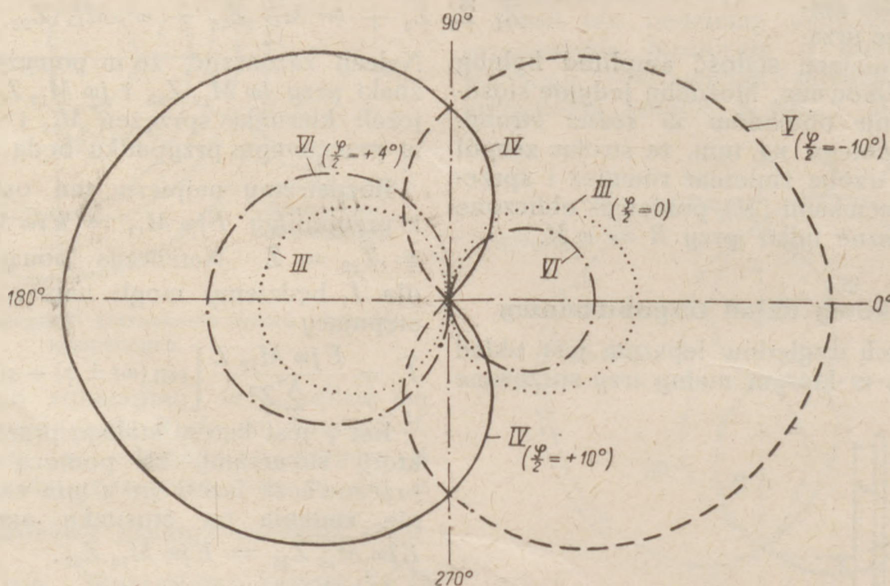
$$= \cos\frac{180 - K\cos\alpha \pm \varphi}{2} =$$

$$= \cos\left(90 - \frac{K}{2}\cos\alpha \pm \frac{\varphi}{2}\right) = f(\alpha)$$

6. Zmiany w charakterystykach w zależności od dodatkowych faz

W tym celu możemy wrócić znowu do rys. 3, gdzie krzywa III oznacza właśnie krzywą ($90^0 - 10^0 \cos\alpha$) w funkcji α. Na krzy-

wej prostopadłej $I = f(\alpha)$ będziemy wtedy mogli odczytać amplitudy $\cos(90^0 - 10^0 \cos\alpha)$. Amplitudy te będą zawarte między punktami $J - K$ przechodząc przez zero w punkcie R, t. j. przy $\alpha = 90^0$ i $\alpha = 270^0$. Wykreślając odnośną krzywą we współrzędnych biegunowych (rys. 8) otrzymamy krzywą (lemniskatę) III dla $\frac{\varphi}{2} = 0$, znaczy to w przypadku niestosowania dodatkowego przesuwu fazowego. Jeżeli weźmiemy $\frac{\varphi}{2} = + 10^0$, otrzymamy krzywą IV na rys. 3 i na rys. 6 (wydłużoną kardioidę). Jeżeli weźmiemy $\frac{\varphi}{2} = - 10^0$, otrzymamy krzywą V rys. 3 i na rys. 8 (kardioidę,



Rys. 8. Charakterystyki kierunkowe przy różnych przesunięciach fazowych.

ale z kierunkiem odwrotnym do poprzedniej (*IV*) kardioidy). Jeżeli nakoniec weźmiemy $\frac{\varphi}{2} = + 4^0$, otrzymamy krzywą VI na rys. 3 i na rys. 8. Zwiększenie $\frac{\varphi}{2}$ ponad $+ - 10^0$ daje charakterystykę prawie bezkierunkową.

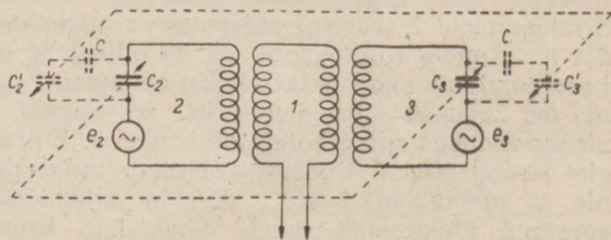
Z powyższego wynika, że zmieniając przesunięcie fazowe φ, otrzymamy zmianę charakterystyk od lemniskaty przez zniekształconą lemniskatę (niesymetryczną) VI do kardioidy IV i następnie z powrotem przez lemniskatę do odwróconej o 180⁰ kardioidy V. Powyższe zmiany osiągniemy zmieniając kąt $\frac{\varphi}{2}$ od $+ 10^0$ do $- 10^0$. Przy tej okazji z rys. 3 możemy łatwo zauważyć, że punkty zerowego odbioru (na linii OPR) będą się przesuwać w jedną i drugą stronę, przechodząc przez wszystkie wartości od 0^0 do 360^0. Znaczy to, że zmieniając fazę φ będziemy mogli wyeliminować dowolną stację, której odbiór nam przeszkadza.

7. Regulacja charakterystyk przez rozstrajanie

Jeżeli weźmiemy trzy obwody według rys. 7 to ogólnie biorąc obwody 2 i 3 mogą być zestrojone mniej lub więcej dokładnie lub też rozstrojone. Zupełnie dokładne zestrojenie jest oczywiście trudne. Jeżeli jednak obwody są rozstrojone, to oczywiście istnieje pewna częstotliwość, która jest średnią częstotliwością między częstotliwościami na które są dostrojone obwody. Z drugiej strony możemy zawsze wspomniane obwody tak dostroić, żeby, pomimo wzajemnego rozstrojenia średnia częstotliwość odpowiadała odbieranej fali.

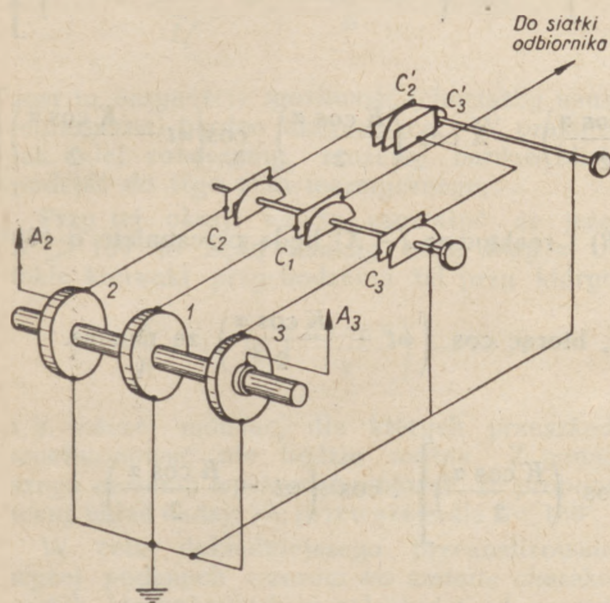
Dla tej średniej częstotliwości $j X_2 = - j X_3$ t. j. indukcyjna reaktancja jednego obwodu, odpowiada pojemnościowej reaktancji drugiego obwodu. Reaktancje te powodują przesunięcia fazowe, które są nam potrzebne w celu otrzymania takich a nie innych charakterystyk kierunkowych.

W celu zatem przesuwania faz o dowolny kąt najłatwiej użyć rozstrajania obwodów

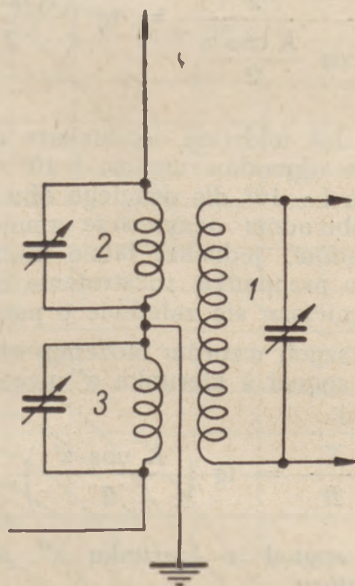


Rys. 9. Zastepczy układ rys. 7.

według rys. 9a. Jak widzimy na tym rysunku kondensatory główne C_2 i C_3 stroimy do rezonansu jednocześnie (sprzężone kondensatory).

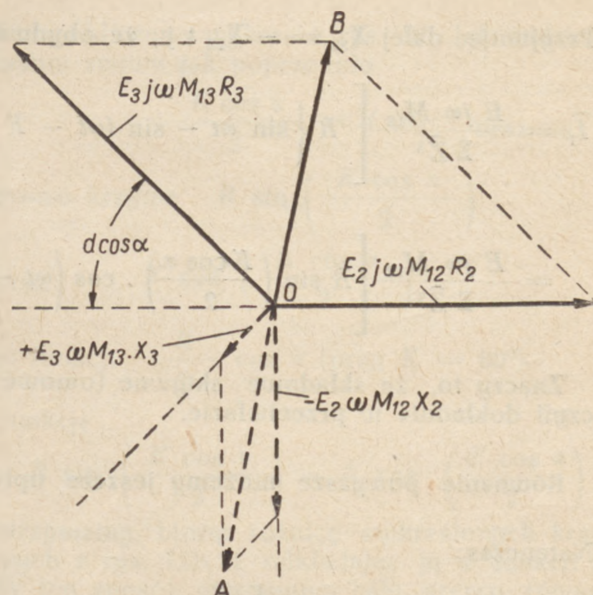


Rys. 9a. Eliminator kierunkowy.

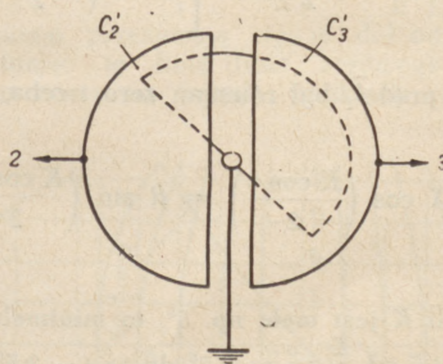


Rys. 9b. Układ inż. S. Manczarskiego.

Równolegle do tych kondensatorów załączone są małe kondensatorki C'_2 i C'_3 (ewentualnie szeregowo z małymi kondensatorkami C), tak skonstruowane (rys. 10), że gdy jeden kondensator zwiększa pojemność, drugi zmniejsza. Powyższe ma na celu takie rozstrajanie oby-



Rys. 9c. Wykres wektorowy.



Rys. 10. Kondensator różnicowy C_2' C_3' z rys. 9a.

dwóch obwodów, żeby $jX_{22} = -jX_{33}$ lub odwrotnie. W ten sposób przesunięcie fazowe w jednym obwodzie będzie

$$\frac{X_{22}}{R_2} = \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2},$$

w drugim obwodzie

$$-\frac{X_{33}}{R_2} = -\operatorname{tg} \frac{\varphi}{2}$$

Ogólne przesunięcie fazowe będzie

$$2 \operatorname{arc\,tg} \frac{X_{22}}{R_2} = \varphi$$

Przyjmując $\widehat{Z}_{33} = R + jX_{33}$

oraz $\widehat{Z}_{22} = R + jX_{22}$

a także $M_{12} = M_{13}$

otrzymamy

$$\widehat{I}_1 = \frac{E\, j\omega\, M_{12}}{\Sigma \widehat{Z}^3} \left[(R + jX_{33}) \sin \omega t - (R + jX_{22}) \sin (\omega t - K \cos \alpha) \right]$$

Przyjmując dalej $X_{33} = - X_{22}$ t. j., że obydwa obwody 2 i 3 są rozstrojone w odwrotne strony.

$$\widehat{I}_1 = \frac{E\, j\omega\, M_{12}}{\Sigma\, \widehat{Z}^3} \left[R \left\{ \sin \omega t - \sin (\omega t - K \cos \alpha) \right\} - j X \left\{ \sin \omega t + \sin (\omega t - K \cos \alpha) \right\} \right]$$

$$= \frac{E\, j\omega\, M_{12}}{\Sigma\, \widehat{Z}^3} \left[R \sin \left(\frac{K \cos \alpha}{2} \right) . \cos \left(\omega t - \frac{K \cos \alpha}{2} \right) - X \cos \left(\frac{K \cos \alpha}{2} \right) . \cos \left(\omega t - \frac{K \cos \alpha}{2} \right) \right]$$

Znaczy to, że składowe aktywne (omowe $+ R$) i reaktywne ($- X$) będą przesunięte o 180°, czyli dokładnie w przeciwfazie.

Równanie powyższe możemy jeszcze uprościć, biorąc $\cos \left(\omega t - \frac{K \cos \alpha}{2} \right)$ za nawias.

Natenczas

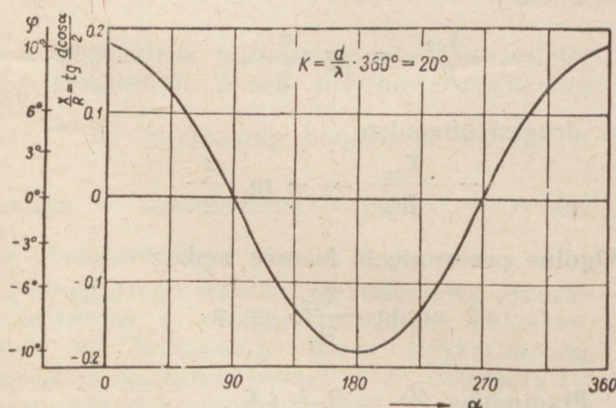
$$\widehat{I}_1 = \frac{E\, j\omega\, M_{12}}{\Sigma\, Z^3} \left[R \sin \left(\frac{K \cos \alpha}{2} \right) - X \cos \left(\frac{K \cos \alpha}{2} \right) \right] . \cos \left(\omega t - \frac{K \cos \alpha}{2} \right),$$

ażeby prąd $\widehat{I}_1$ był równym zeru trzeba, żeby

$$X \cos \left(\frac{K \cos \alpha}{2} \right) = R \sin \left(\frac{K \cos \alpha}{2} \right) \quad \text{lub} \quad \frac{X}{R} = \frac{\sin \frac{K \cos \alpha}{2}}{\cos \frac{K \cos \alpha}{2}} = \operatorname{tg} \left(\frac{K \cos \alpha}{2} \right)$$

Jeżeli K jest małe np. 5^0, to minimalne rozstrojenia od $\frac{X}{R} = \operatorname{tg} 2{,}5^0$ do $\operatorname{tg} (- 2.5^0)$ będą przesuwać *punkt zerowego odbioru* wzdłuż wszystkich kierunków (kątów α).

Na rys. 11 mamy taki wykres, gdzie dla



Rys. 11. Niezbędne rozstrojenie $\left(\frac{X}{R}\right)_\alpha$ dla wyeliminowania przeszkody z kierunku α.

każdego α możemy znaleźć taki stosunek $\frac{X}{R}$, żeby sygnał przychodzący z tego kierunku *wygasić*. Wykres ten został obliczony dla $K = 20^0$. Jak widzimy, największe wymagane rozstrojenie obwodów wynosi $+ 10^0$ dla jednego obwodu i $- 10^0$ dla drugiego obwodu. Rozstrojenie obwodów *oczywiście* zmniejsza amplitudę prądów, jednakże łatwo możemy obliczyć, że w przypadku rozstrojenia o 10^0, amplituda zmniejszy się zaledwie o parę procent.

Z powyższych wzorów możemy obliczyć, że jeżeli np. sygnał z kierunku α' ulega wyeliminowaniu t. j.

$$\frac{X}{R} = \operatorname{tg} \left(\frac{K \cos \alpha'}{2} \right),$$

to drugi sygnał z kierunku α'' *przychodzi z siłą odbioru*.

$$\widehat{I}_1'' = \frac{E\, j\omega\, M_{12}\, R}{\Sigma\, Z^3} \left[\sin \left(\frac{K \cos \alpha''}{2} \right) - \operatorname{tg} \left(\frac{K \cos \alpha'}{2} \right) . \cos \left(\frac{K \cos \alpha''}{2} \right) \right]$$

jeżeli $K = 20^0$, $\alpha' = 0$, $\alpha'' = 30^0$,

to $\widehat{I}_1' = 0$

$$\widehat{I}_1'' = \frac{E\, j\omega\, M_{12}\, R}{\Sigma\, Z^3} \cdot 0{,}344$$

Stosunek sygnału żądanego do przeszkadzającego będzie wtedy 1

$$\frac{\widehat{I}_1''}{\widehat{I}_1'} = \frac{K \cdot 0{,}344}{0} = \infty$$

Jest to oczywiście możliwość (chociażby nawet teoretyczna) bardzo interesująca. W praktyce, jak dalej zobaczymy, możemy bardzo blisko podejść do tego zera teoretycznego,

Przy tej okazji należy zauważyć, że jeżeli $K > 180^0$ to będą istniały takie kąty α, t. j. takie kierunki przychodzenia fal przy których

$$\frac{X}{R} = \operatorname{tg}\left(\frac{K\cos\alpha}{2}\right) = \infty,$$

t. j. inaczej mówiąc, dla których przeszkody wyeliminować nie będzie można. Z powyższego możemy wyciągnąć wniosek, że proponowany układ nadaje się przeważnie dla $K < 180^0$.

W celu dokładniejszego przeanalizowania wyżej podanych wzorów *na zmianę* charakterystyk kierunkowych w zależności od rozstrojenia obliczono wykres z rys. 12. Jak widzimy mamy znowu jak poprzednio

$$\frac{K\cos\alpha}{2} = f(\alpha)$$ oraz na

prawo krzywe $R\sin\left(\frac{K\cos\alpha}{2}\right)$

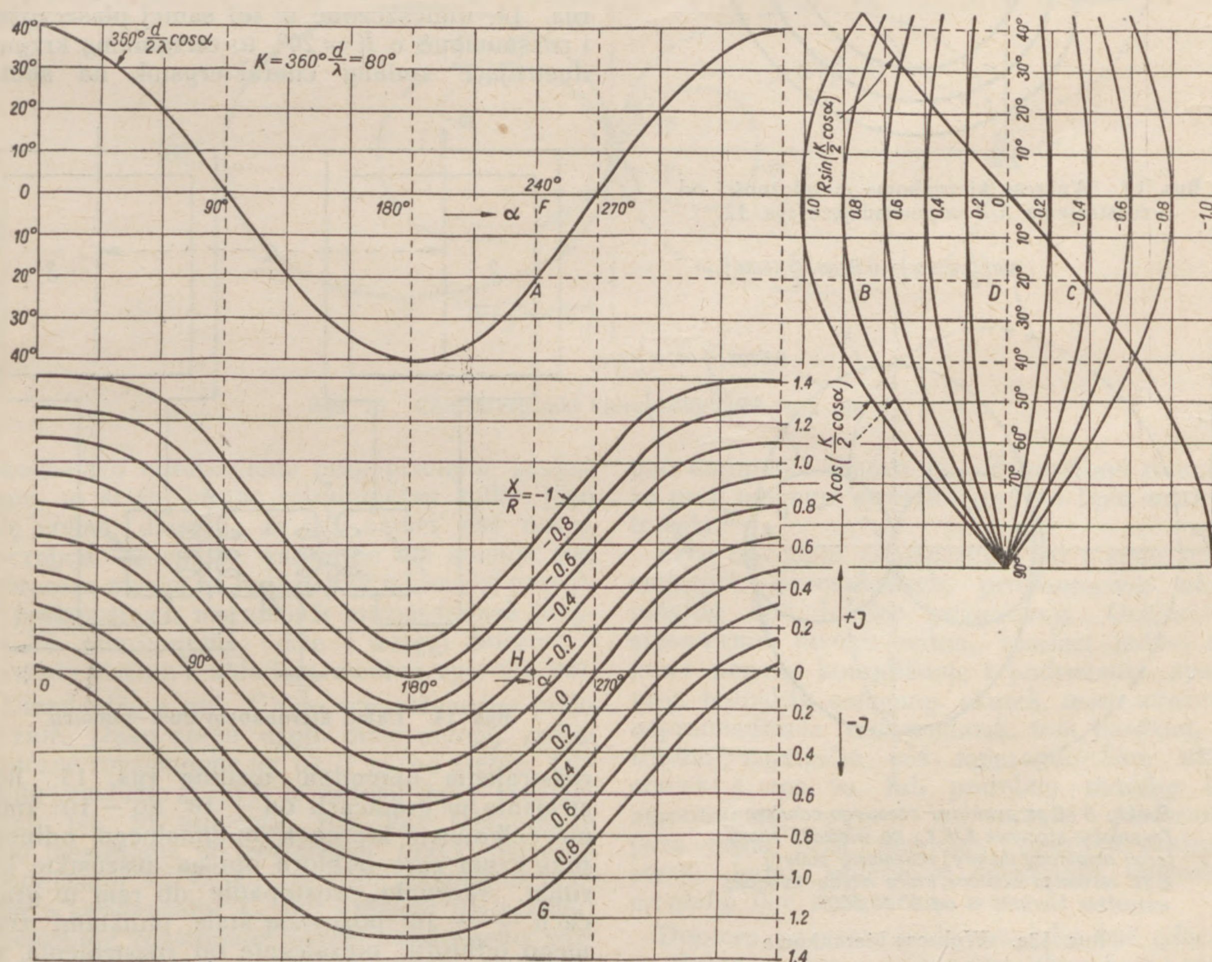
oraz $X\cos\left(\frac{K\cos\alpha}{2}\right)$

w funkcji $\frac{K}{2}\cos\alpha$ (przy $K = 80^0$).

Funkcję

$$R\sin\left(\frac{K\cos\alpha}{2}\right) - X\cos\left(\frac{d'\cos\alpha}{2}\right)$$

otrzymamy, biorąc różnicę wykreślonych krzywych z rys. 12b, i odkładając ją w funkcji α. W ten sposób otrzymamy cały szereg równoległych krzywych $\left(\text{przy różnych } \frac{X}{R}\right)$, które stopniowo przesuwają się w dół od linii 00 przecinając tę linię (linia zerowego odbioru) w coraz to innych punktach. Jak wi-



Rys. 12. Wykresy pomocnicze i charakterystyki kierunkowe w zwykłych współrzędnych dla układu z rys. 7.

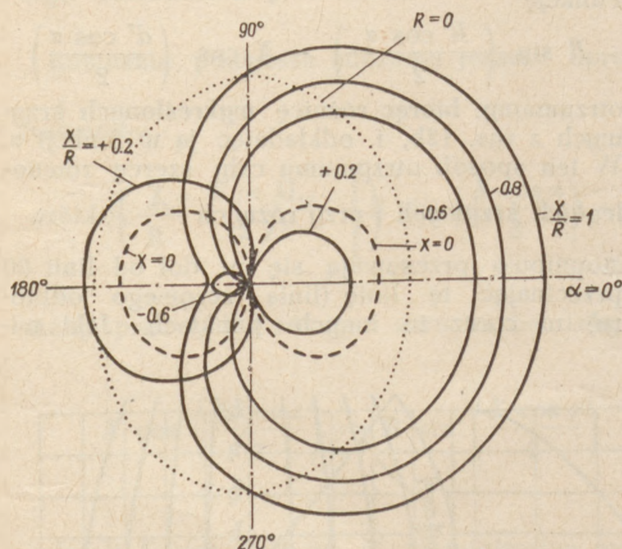
dzimy, rozstrajanie w różne strony dwóch obwodów daje ten sam rezultat co, dodawanie stałej fazy. Rezultatu tego oczywiście należało oczekiwać. Należy zaznaczyć, że przy takim rozstrajaniu stosunek amplitud w obwodach pozostaje stale ten sam.

Na rys. 13 mamy te same krzywe, jednakże wykreślone we współrzędnych biegunowych. Jeżeli sprzężenia M_{12} i M_{13} są równe i obydwa dodatnie, będziemy mogli napisać

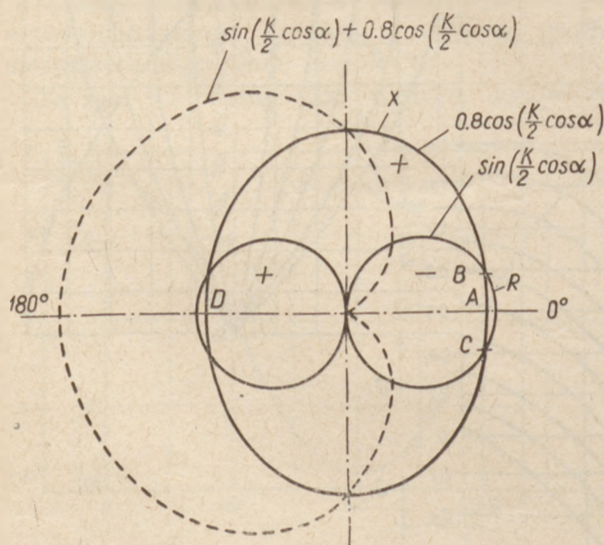
$$\widehat{I_1} = \frac{E j\omega M_{12}}{\Sigma \widehat{Z}^3} \left[R \left\{ \sin \omega t + \sin (\omega t - K \cos \alpha) \right\} + X \left\{ \cos \omega t - \cos \left(\omega t - \frac{K \cos \alpha}{2} \right) \right\} \right]$$

Przyjmując dalej, że obydwa obwody są rozstrojone w odwrotne strony tj. $X_{22} = - X_{33}$ i składając jak poprzednio sinusy i cosinusy według znanych wzorów trygonometrycznych otrzymamy

$$\widehat{I_1} = K \left[R \cos \left(\frac{K \cos \alpha}{2} \right) - X \sin \left(\frac{K \cos \alpha}{2} \right) \right] \sin \left(\omega t - \frac{K \cos \alpha}{2} \right)$$



Rys. 13. Wykresy kierunkowe w zależności od rozstrojenia X/R odpowiadające rys. 12.



Punkty B i C są punktami zerowego odbioru. Zmieniając stosunek X/R t.j. np. wielkość elipsy (czyli amplitudy iksowe) zmieniamy punkty B i C zerowego odbioru, które wtedy obiegają wszystkie kierunki α od 0° do 360°.

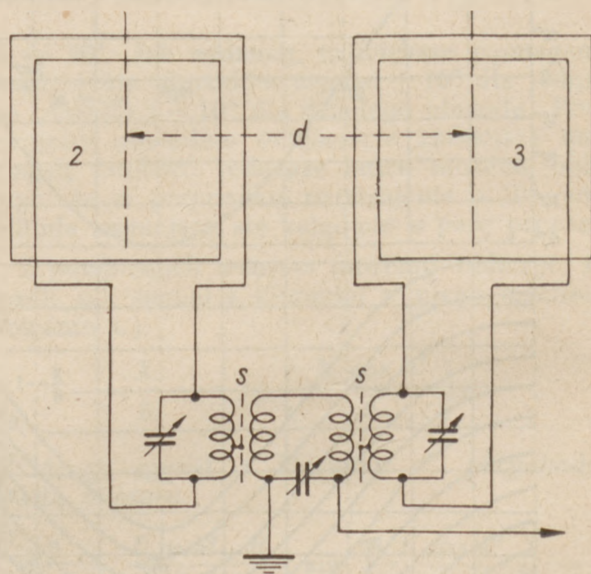
Rys. 13a. Wykresy kierunkowe dla $R \sin. \left(\frac{k}{2} \cos. \alpha\right)$ i $x \cos. \left(\frac{k}{2} \cos. \alpha\right)$.

Jak widzimy, różnica z poprzednio otrzymanym wzorem polega na tym, że krzywe z rys. 12 i 13 będą przesunięte o 180°, to znaczy w odwrotnym kierunku. Zmiana znaku przy X t. j. według wzoru

$$R \cos \left(\frac{d' \cos \alpha}{2} \right) + X \sin \left(\frac{d' \cos \alpha}{2} \right)$$

spowoduje również przesunięcie o 180°.

Jeżeli zamiast pojedyńczych anten, jak na rys. 1 i 7, weźmiemy 2 ramo-anteny według rys. 14, umieszczone w tej samej płaszczyźnie i rozstawione o $K = 20°$, to otrzymamy krzywe, ilustrujące zmiany charakterystyk na skutek



Rys. 14. Układ kierunkowy dwu-ramowy.

rozstrajania obwodów według rys. 15. Rozstrajanie w granicach od + 10° do − 10° zmienia całkowicie kierunek optymalnego odbioru, przy czym zero odbioru obiega wszystkie kierunki. Kierunki prostopadłe do ram w granicach + − 10° pozostają stale punktami zerowego odbioru, niezależnie od rozstrojenia, jak to ma miejsce w zwykłych ramoantenach.

8. Charakterystyki rezonansowe i nierezonansowe

W odniesieniu do rys. 12 i 18, otrzymujemy przy rozstrajaniu dwie charakterystyki kierunkowe. Jedna dla oporności omowej obwodów — możemy ją nazwać charakterystyką rezonansową $\left[R \sin\left(\frac{d \cos \alpha}{2}\right)\right]$, druga nierezonansowa dla oporności urojonych $\left[X \cos\left(\frac{d \cos \alpha}{2}\right)\right]$.

Suma tych dwóch charakterystyk daje dopiero właściwą charakterystykę dla danej fali przy danym rozstrojeniu. Najlepiej widać tego rodzaju charakterystyki dla układu z rys. 7

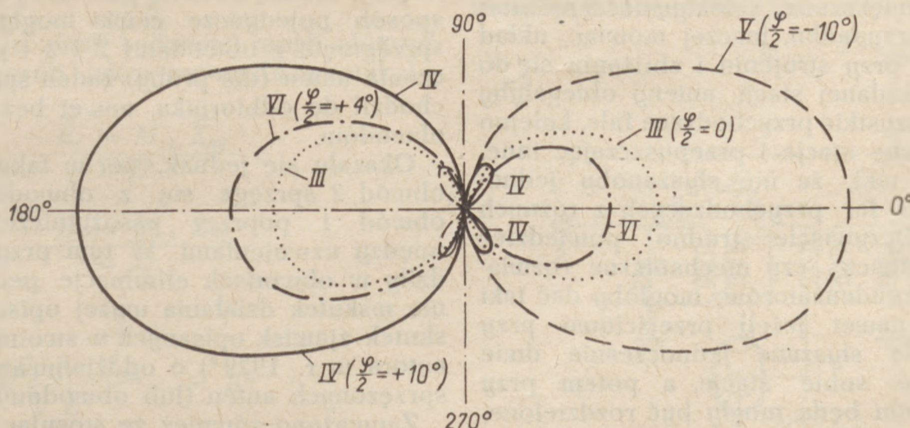
na rys. 13a ($K = 80^0$)

na rys. 18a i przy $d = \frac{\lambda}{2}$ ($K = 180^0$).

Należy zaznaczyć, że wszystkie powyższe wnioski są słuszne tylko, jeżeli $X_2 = - X_3$ i pozostałe wielkości tak dobrane, jak wyżej podano. Z tego wynika, że jeżeli sygnał przeszkadzający eliminujemy przy pewnym zestrojeniu, to ściśle biorąc eliminujemy tylko jego falę nośną, dlatego, że już nawet dla wstęg bocznych, powyższe założenie nie stosuje się, (zwracam uwagę na rozdział 12 niniejszej pracy). W praktycznych warunkach można jednak przyjąć, że eliminujemy także i wstęgi boczne. (Doświadczenia z układem według rys. 9 i 9a).

Urządzenie z rys. 7 było wypróbowane praktycznie. Jako anten użyto dwie anteny radiofoniczne rozstawione na ok. 7 m. od siebie. Obwody zasilane przez te anteny były zmontowane jak to pokazuje rys. 9a. Obwody te były zestrajane do rezonansu przez potrójny kondensator C_2 C_1 C_3 (w celu eksperymentalnym — kondensator C_1 był czasami wyłączony) i następnie rozstrajane przez kondensator różnicowy C_2' C_3' uwidoczniony więcej poglądowo na rys. 10. Oczywiście zamiast jednego kondensatorka różnicowego można użyć dwa osobne sprzęgnięte z sobą mechanicznie lub też nie. Obwód I-szy był połączony z siatką pierwszej lampy odbiornika (jako odbiornika użyto dobrej superheterodyny). Należy zauważyć, że nie można obwodu I łączyć wprost z gniazdkiem antenowym odbiornika, gdyż zwykłe aparaty superheterodynowe odbierają tak silnie, że cały efekt zanika, gdyż sam obwód I (bez anten) daje już dobry odbiór. Jeżeliby chodziło o łączenie obwodu I z gniazdkiem antenowym odbiornika, to należałoby ten obwód dokładnie zaekranować, a jeszcze lepiej dodać jedną lampę wzmacniającą i w jej anodzie umieścić sztuczną antenę, którą dopiero należy połączyć z gniazdkiem antenowym odbiornika.

Próby dokonane z układem według rys. 9a., łącząc siatkę pierwszej lampy odbiornika z obwodem pierwszym, potwierdziły przewidywania teoretyczne. Strojąc kondensator różnicowy, albo nawet tylko jeden kondensator dodatkowy np. C_3' można było odstroić żądaną stację od przeszkody. W ten sposób można było usunąć dudnienie dwóch fal. Zauważono również, że przy pewnym strojeniu można było odstroić trzaski.



Rys. 15. Charakterystyki kierunkowe układu z rys. 14.

Przy obecnym zagęszczeniu fal i stale wzrastających przeszkodach, proponowany układ mógłby być bardzo pożyteczny. Oczywiście stosowanie dwóch anten, zamiast jednej stanowi pewną komplikację i podrożenie aparatury, jednakże osiągany skutek, mam wrażenie usprawiedliwia ten wydatek, tem bardziej, że trudno wymyślić coś tańszego. Sam układ cewek z rys. 9a, lub podobny mógłby być zmontowany wprost w samym odbiorniku, przy czym przy strojeniu podczas szukania stacji, jedna antena z odnośnym obwodem mogłaby być wyłączoną.

Dopiero po zestrojeniu mogłaby być włączona druga antena z odnośnym obwodem i przeszkoda usuwana w sposób wyżej opisany.

Oczywiście możnaby zaproponować cały szereg innych układów. Naprzykład kondensator C_1 mógłby być pominięty i obwód mógłby być całkowicie aperiodyczny i mógłby być silnie sprzężony z obwodami 2 i 3. Można by też użyć 2 lampy wzmacniające, jedną połączoną z obwodem 2, drugą z obwodem 3. W anodach tych lamp możnaby umieścić obwód różnicowy. Działanie wszystkich tych urządzeń byłoby właściwie takie same.

Bardzo ciekawym jest układ z rys. 14 (2 ramo-anteny). Osiągana charakterystyka według rys. 15 (IV) stanowi, moim zdaniem, wynik niespotykany przy małym rozstawieniu anten. Wyeliminowanie przeszkód i szumów na skutek działania kierunkowego jest w niej dość znaczne. Tego rodzaju antena (zmniejszonych wymiarów) mogłaby być z powodzeniem zastosowaną dla odbiorników radiofonicznych.

Możnaby również zastosować urządzenie, w którym oś kondensatora różnicowego C'_2 C'_3 na rys. 9a, przez dużą przekładnię zniżającą napędzałaby oś kondensatora głównego (strojonego) C_2 C_1 C_3. W ten sposób mielibyśmy wrażenie zmniejszania zagęszczania fal jak gdyby dzięki zwiększonej selektywności odbiornika. W tym przypadku, inaczej mówiąc, układ byłby taki, że przy strojeniu i zbliżaniu się do rezonansu do żądanej stacji, anteny obiegałyby kierunkowo wszystkie przychodzące fale, kolejno eliminując pewne stacje i przepuszczając inne. Skutek byłby taki, że nie słyszanoby jednocześnie dwóch fal przychodzących z różnych kierunków. Oczywiście trudno powiedzieć w danym momencie, czy mechaniczne rozwiązanie napędu kondensatorów, mogłoby dać taki rezultat. Ale nawet jeżeli przejściowo przy strojeniu, będą słyszane jednocześnie dwie przeszkadzające sobie stacje, a potem przy dalszym strojeniu będą mogły być rozdzielone, to i to będzie rezultatem dobrym. Ostatecznie można zrobić sprzężenie mechaniczne między kondensatorem C'_2 C'_3 i C_2 C_1 C_3 odsprzęganym tak, żeby można dowolnie te dwa systemy mechanicznie sprzęgać i odsprzęgać.

Odnośnie odstrajania trzasków, to powołuję się na pracę kolegi S. Manczarskiego opublikowaną w 1932 r.*). Moim zdaniem proponowany przeze mnie układ w pewnyw stopniu może spełniać tę samą rolę co i układ inż. Manczarskiego, gdyż, właściwie mówiąc, jest to też układ różnicowy. Zmiana w układzie proponowanym polega na tym, że dwie gałęzie układu inż. Manczarskiego (rys. 9b.) są strojone lub ściślej mówiąc, strojone i potem rozstrajane, oprócz tego należy używać obydwie anteny, raczej wysokie. Strojenie obwodu 1. jak wyżej powiedziano może być stosowane lub nie, gdyż z teoretycznych rozważań można wyciągnąć wniosek, że na eliminowanie przeszkód strojenie obwodu nie wpływa. Strojenie to natomiast może zwiększać selekcję t. j. dyskryminację częstotliwościową.

Przy tej okazji pozwolę sobie zwrócić uwagę, że dla prawidłowego działania systemu nie jest potrzebne, żeby anteny były jednakowe. Żeby $\widehat{I}_1$ było zerem, trzeba żeby

$$\widehat{E}_2\, j\omega\, M_{12}\, \widehat{Z}_{33} = \widehat{E}_3\, j\omega\, M_{13}\, \widehat{Z}_{22}$$

jednakże przy nierównych

$$\widehat{E}_2\, j\omega\, M_{12}\, R_2 \neq \widehat{E}_3\, j\omega\, M_{13}\, R_3$$

można osiągnąć też kompensację przy niesymetrycznych rozstrojeniach (p. rys. 9c.).

Przy konstrukcji jednak urządzenia według rys. 9a należy uważać na dobre ekranowanie obwodów między sobą i całego urządzenia. Obwód 1 może być strojony lub niestrojony.

W eksperymentach autora zastosowano obwód niestrojony (bez kondensatora) i składający się z dwóch cewek załączonych szeregowo, między ziemią i siatką pierwszej lampy. W ten sposób pojedyńcze cewki mogły być silniej sprzęgnięte z obwodami 2 i 3 i w razie wyłączenia anten (dla próby) żaden sygnał nie przechodził do odbiornika, nawet bez ekranowania obwodów.

Okazało się jednak, że w takim schemacie obwód 2 sprzęga się z obwodem 3 poprzez obwód 1 poprzez pasożytnicze pojemności między uzwojeniami. W tym przypadku zachodziły w obwodach eliminacje pewnych fal, ale nie wskutek działania wyżej opisanego, lecz na skutek zjawisk opisanych w swoim czasie przez autora w r. 1929*) o oddziaływaniu na siebie sprzężonych anten (lub obwodów).

Zauważono również że stosując jedną antenę (t. j. wyłączając drugą) obydwa obwody 2 i 3 zachowywały się tak, jakby były jednocześnie pobudzane t. j. tak jak by miały dwie anteny załączone, a nie jedną.

Z powyższego wynika że należy stosować staranne ekranowanie (elektrostatyczne) obwodów między sobą i całości razem.

Charakterystycznym zjawiskiem przy strojeniu kondensatora C_3 C_1 C_2 z rys. 9a jest to, że w pewnym miejscu gaśnie sygnał przeszkadzający, czyli że krzywa rezonansu (przy obrocie kondensatora w jedną stronę) wykazuje dwa wierzchołki i między nimi bardzo ostre i głębokie minimum. Minimum to (zero odbioru) dotyczy właściwie jednego sygnału. Drugi na tej samej fali (z innego kierunku), chociaż trochę osłabiony, przychodzi normalnie.

Z niżej podanych rozważań, odnośnie dyskryminacji częstotliwościowej, będziemy mogli

*) Przegląd Elektrotechniczny 1932. Zeszyt 8 str 196—200. Conference CCIR, Copenhague 1931 — Documents 1931 page 478 — 495.

*) Procedings of the I. R. E. 1929. December.

zrozumieć, że, jeżeli obwód 1 nie zostaje w jakiś sposób pobudzany bezpośrednio, to w obwodzie tym pewna częstotliwość z pewnego określonego kierunku musi być całkowicie wygaszoną. Z dotychczasowych doświadczeń wynika, że praktycznie to wygaszenie może być łatwo wynosić — 80 db. względem sygnału pożądanego.

9. Kierunkowe charakterystyki nadawcze

A teraz spróbujmy przeanalizować zachowanie się układu z rys. 7 przy nadawaniu.

Załóżmy, że siła elektromotoryczna (np. z nadajnika) działa w obwodzie 1, to znaczy równania dla 3-sprzężonych obwodów będziemy mogli napisać w sposób następujący:

$$\widehat{e}_1 = \widehat{I}_1 \widehat{Z}_{11} + \widehat{I}_2 \widehat{Z}_{22} + \widehat{I}_3 \widehat{Z}_{13} \text{ dla obwodu 1}$$

$$0 = \widehat{I}_1 \widehat{Z}_{12} + \widehat{I}_2 \widehat{Z}_{22} \text{ dla obwodu 2}$$

$$0 = \widehat{I}_1 \widehat{Z}_{13} + \widehat{I}_3 \widehat{Z}_{33} \text{ dla obwodu 3}$$

Z powyższych równań będziemy mogli obliczyć w podobny sposób, jak w poprzedn.m artykule:

$$\widehat{I}_2 = \frac{-\widehat{E}_1 j\omega M_{12} \widehat{Z}_{33}}{\Sigma Z^3};$$

$$\widehat{I}_3 = \frac{-\widehat{E}_1 j\omega M_{13} \widehat{Z}_{22}}{\Sigma Z^3}$$

Przyjmując

$$\frac{-E_1 j\omega M_{12}}{\Sigma Z^3} = K;$$

$$M_{12} = M_{13};$$

$$Z_{22} = R_2 + j X_2;$$

$$Z_{33} = R_3 + j X_3;$$

$$R_2 = R_3$$

będziemy mogli napisać

$$\widehat{I}_2 = K (R_2 + j X_2);$$

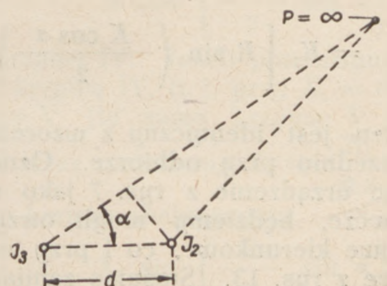
$$\widehat{I}_3 = K (-R_2 - j X_3)$$

Przyjmując jeszcze rozstrojenie obwodów 2 i 3 w odwrotne strony tak, żeby $X_2 = -X_3$ możemy napisać

$$\widehat{I}_2 = K (R_2 - j X_3);$$

$$\widehat{I}_3 = K (-R_2 - j X_3)$$

W dalekiej odległości (np. w punkcie P) od obydwóch anten nadawczych 2 i 3, pole elek-



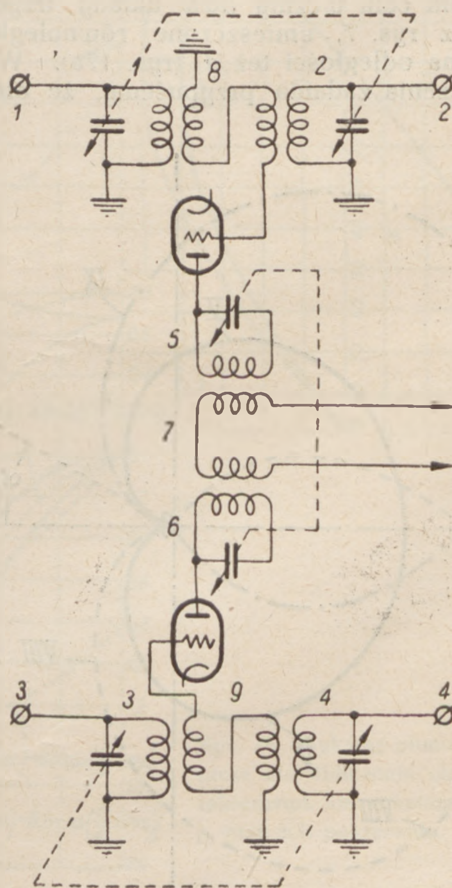
Rys. 16. Obliczenie charakterystyki kierunkowej przy nadawaniu.

tromagnetyczne będzie proporcjonalne do sumy $\widehat{I}_2 + \widehat{I}_3$ składanych razem z uwzględnieniem faz t. j.

$$K \left| I_2 \sin \omega t + I_3 \sin (\omega t - K \cos \alpha) \right|$$

gdzie jak poprzednio α jest kątem odnośnego promieniowania, a d odległość między antenami (rys. 16), oraz

$$K = \frac{d}{\lambda} 360^0$$



Rys. 17a. Układ czteroantenowy.

W rezultacie dla pola el. magnetycznego będziemy mogli napisać:

$$F = K_1 (\widehat{I}_2 + \widehat{I}_3) = K_1 \left[R \sin \omega t - \sin (\omega t - K \cos \alpha)\right] - X \left[\text{cost}\, \omega t + \cos (\omega t - K \cos \alpha)\right] =$$

$$= K_1 \left[R \sin \left(\frac{K \cos \alpha}{2}\right) - X \cos \left(\frac{K \cos \alpha}{2}\right)\right] \cos (\omega t - K \cos \alpha)$$

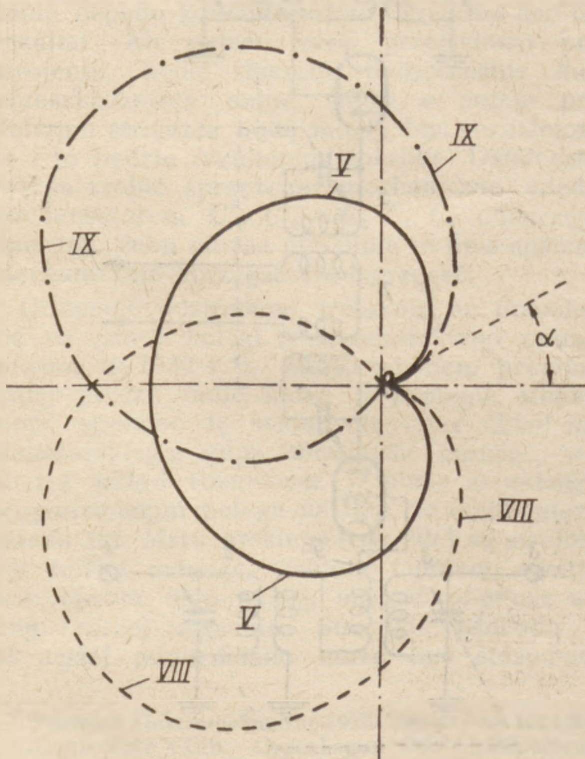
Wzór ten jest identyczny z wzorem podanym poprzednio przy odbiorze. Oznacza to, że stosując urządzenie z rys. 7 jako urządzenie nadawcze, będziemy mogli otrzymać te same krzywe kierunkowe, co i przy odbiorze, t. j. krzywe z rys. 13. Stosując zamiast anten otwartych ramoanteny wg. rys. 14, będziemy mogli otrzymać charakterystyki według rys. 15.

Rozstrajając obwody 2 i 3, w obydwóch przypadkach będziemy mogli zmieniać charakterystyki w ten sam sposób, co i poprzednio. Ponieważ według teorematu wzajemności Rayleigh-Carson'a należało oczekiwać powyższego, a nie innego rezultatu, przeto zgodność powyższa jest jednocześnie potwierdzeniem słuszności założeń i wniosków autora.

10. Skręcanie charakterystyk przez rozstrajanie

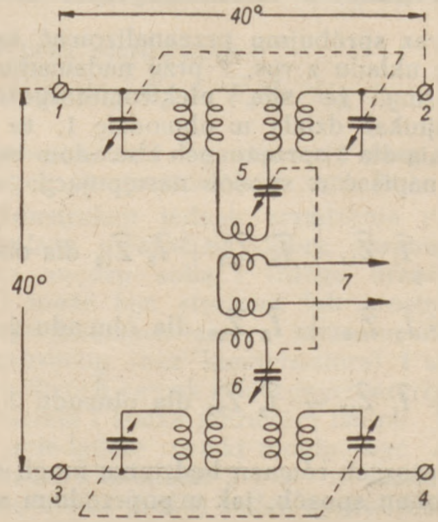
A teraz rozpatrzmy jeszcze jeden problem, a mianowicie sprawę możliwości skręcania charakterystyk przez rozstrajanie.

W tym celu weźmy dwa układy trzyobwodowe z rys. 7, umieszczone równolegle do siebie na odległości też d (rys. 17a). W celu uproszczenia zadania przypuśćmy, że obwody 8 i 9, pobudzają przez lampy elektronowe obwody strojone 5 i 6, sprzęgnięte z obwodem 7.



Rys. 17b. Skręcanie charakterystyk przez rozstrajanie.

Przyjmując, że obwody 1, 2, 3 i 4 są jednakowo rozstrojone, będziemy mogli na zasadzie poprzednich rozważań napisać:



Rys. 17c. Układ czteroantenowy.

$$\widehat{I}_5 = K \left[R_1 \sin \left(\frac{K \cos \alpha}{2}\right) - X_1 \cos \left(\frac{K \cos \alpha}{2}\right)\right] \cos \left(\omega t + \frac{K \sin \alpha}{2}\right)$$

$$I_6 = K \left[R_1 \sin \left(\frac{K \cos \alpha}{2}\right) - X_1 \cos \left(\frac{K \cos \alpha}{2}\right)\right] \cos \left(\omega t - \frac{K \sin \alpha}{2}\right)$$

Rozstrajając obwody 5 i 6, tak żeby $X_5 = -X_6$ lub odwrotnie, otrzymamy dla $\widehat{I}_7$ (przyjmując $R_5 = R_6$).

$$\widehat{I}_7 = K \left[R_1 \sin \left(\frac{K \cos \alpha}{2}\right) - X_1 \cos \left(\frac{K \cos a}{2}\right)\right] \left[X_5 \sin \left(\frac{K \sin \alpha}{2}\right) - R_5 \cos \left(\frac{K \sin \alpha}{2}\right)\right] \cos \omega t$$

W celu graficznego rozwiązania tych równań użyjemy wykresu z rys. 18. Przyjmujemy $K = 80^0$ i najpierw u góry wykreślamy

$$\frac{K}{2}\cos\alpha \text{ i } \frac{K}{2}\sin\alpha,$$

z prawej strony rysujemy cos i sin w funkcji

$$\frac{K}{2}\cos\alpha \quad \text{względnie} \quad \frac{K}{2}\sin\alpha.$$

Z powyższego, przyjmując $X_1 = 0{,}8\, R_1$ wykreślamy „omową" charakterystykę

$$R_1 \sin\left(\frac{K}{2}\cos\alpha\right),$$

t. j. krzywą I i charakterystykę „reaktancyjną"

$$X_1 \cos\left(\frac{K}{2}\cos\alpha\right)$$

t. j. krzywą II. Różnica tych charakterystyk daje krzywą III.

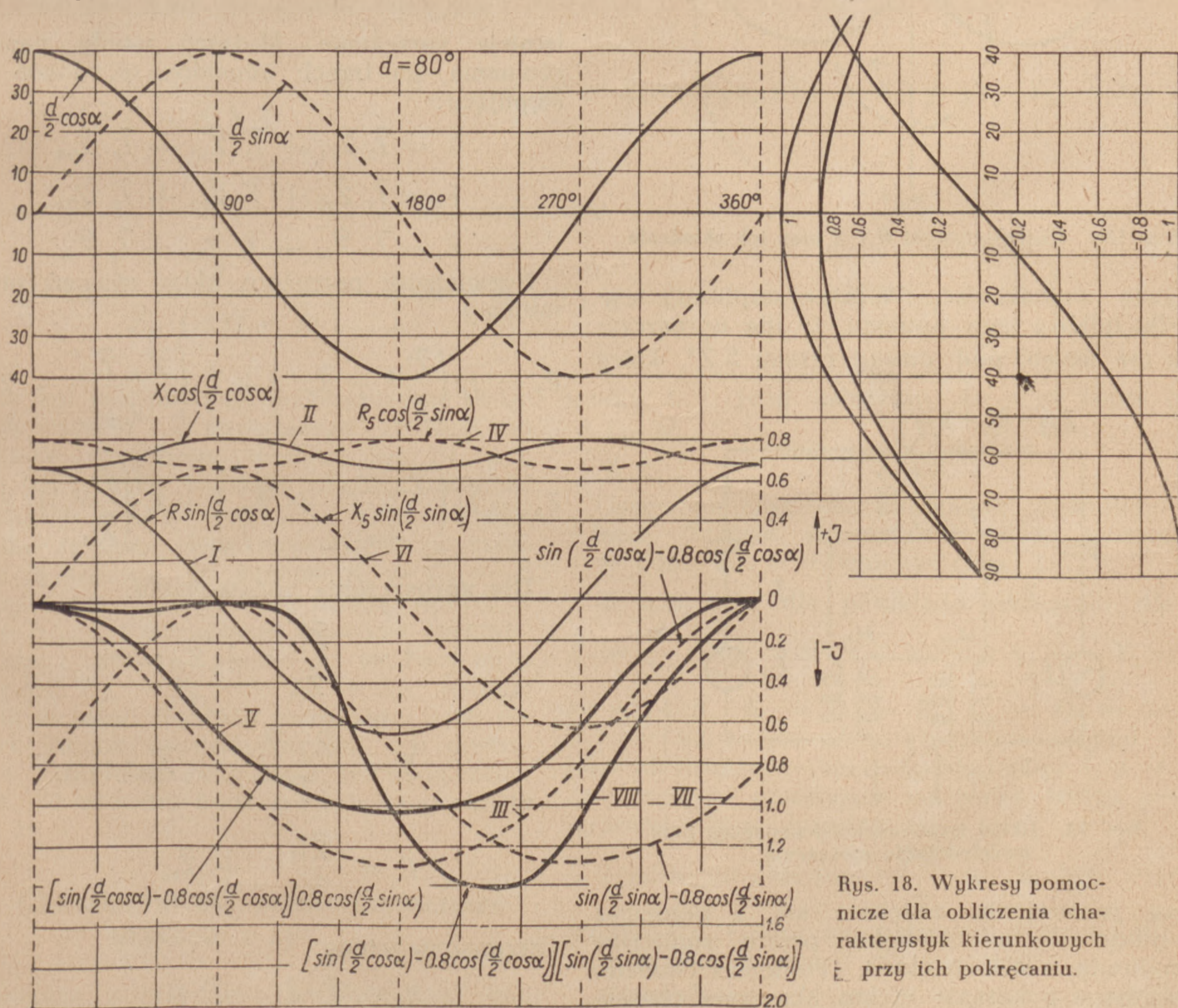
Następnie wykreślamy „omową" charakterystykę

$$R \cos\left(\frac{K}{2}\sin\alpha\right)$$

t. j. krzywą IV. Jeżeli pomnożymy krzywą III przez krzywą IV, (t. j. przy $X_5 = 0$) otrzymamy krzywą V (ta sama krzywą V na rys. 17). Jeżeli teraz weźmiemy $X_5 = \frac{R_5}{0{,}8}$, to otrzymamy krzywą reaktancyjną

$$X_5 \sin\left(\frac{K}{2}\sin\alpha\right)$$

(krzywa VI) oraz krzywą VII, będącą różnicą krzywej VI i IV. Mnożąc krzywą III przez krzywą VII, otrzymamy krzywą VIII, będącą szukaną charakterystyką przy rozstrojeniu obwodów 5 i 6 z rys. 17a. o $X_5 = +\frac{R_5}{0{,}8}$ ta sama krzywa VIII na rys. 17b. pokazuje wyraźnie skręcenie charakterystyki o 45^0. Jeżeli weźmiemy $X_5 = -\frac{R^5}{0{,}8}$, otrzymamy charaktery-

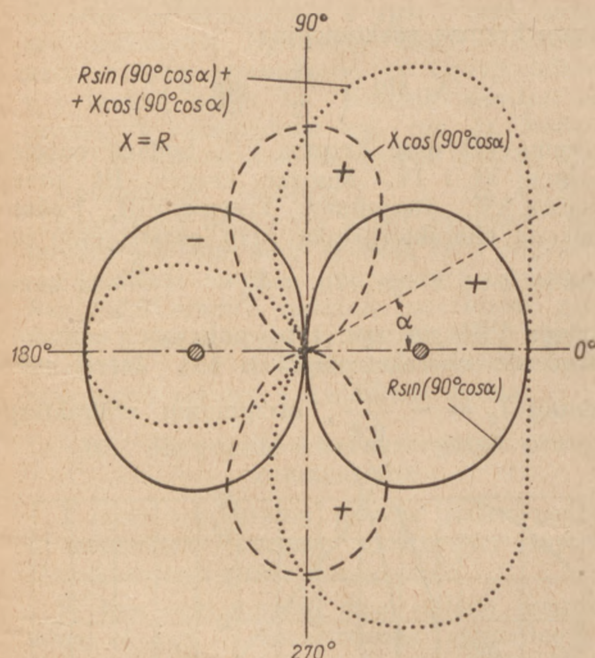


Rys. 18. Wykresy pomocnicze dla obliczenia charakterystyk kierunkowych przy ich pokręcaniu.

(Uwaga: na rysunku powyższym zamiast $K = \frac{d}{\lambda} 360^0 = 80^0$ wstawiono omyłkowo $d = 80^0$, należy zatym zamiast d rozumieć K).

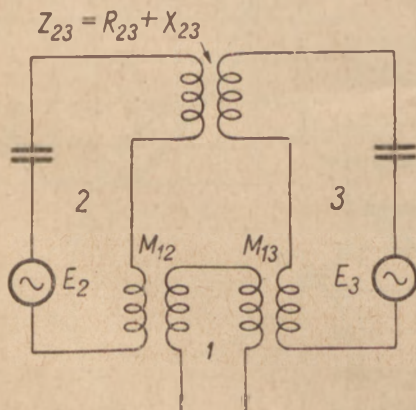
stykę IX (rys. 17b). W ten sposób rozstrajanie obwodów 5 i 6 o ok. 51^0, ($\mathrm{tg}\,\varphi = 1.25$) daje możność pokręcenia charakterystyki w prawo lub lewo o ok. 45^0. Układ z rys. 17c, zachowuje się podobnie do układu z rys. 17a.

Odnośnie charakterystyk kierunkowych z rys. 17 należy zauważyć, że rozstrajanie bynajmniej nie zwiększa amplitud jak to by można fał-



Rys. 18a. Charakterystyki R i X oraz ich składanie.

szywie wnioskować. Większe amplitudy wypadły tylko z tego powodu, że dla uproszczenia nie wzięto pod uwagę członu ΣZ^3, który

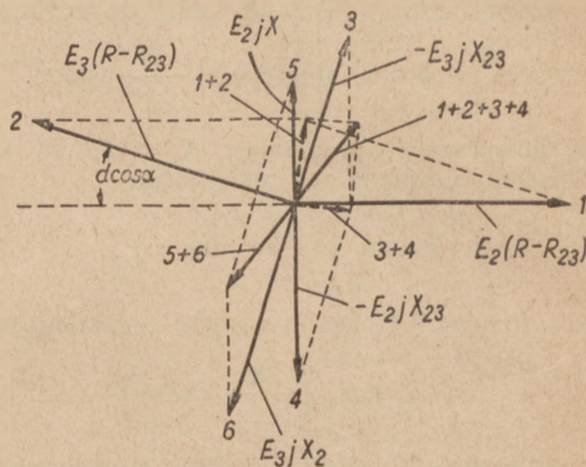


Rys. 19. Układ trzyobwodowy zastępczy przy uwzględnieniu sprzężenia.

przy rozstrajaniu zwiększa się, a ponieważ znajduje się w dzielniku, przeto zmniejsza amplitudy, a nie zwiększa. Ponieważ chodziło głównie o pokazanie efektu skręcania charakterystyk, a nie stosunku ich amplitud, przeto powyższą operację obliczeniową pominięto.

11. Sprawdzenie charakterystyk otrzymanych poprzednio przy uwzględnieniu dodatkowych sprzężeń

Weźmy układ zastępczy z rys. 19, przyjmując, że między obwodem 2 i 3 (anteną 2 i 3)



Rys. 20. Wykres wektorowy dla układu z rys. 19.

istnieje sprzężenie. Możemy wtedy napisać równania dla trzech obwodów w sposób następujący:

$$0 = \widehat{I}_1\, \widehat{Z}_{11} + \widehat{I}_2\, \widehat{Z}_{12} + \widehat{I}_3\, \widehat{Z}_{13}$$

$$\widehat{e}_2 = \widehat{I}_1\, \widehat{Z}_{12} + \widehat{I}_2\, \widehat{Z}_{22} + \widehat{I}_3\, \widehat{Z}_{23}$$

$$\widehat{e}_3 = \widehat{I}_1\, \widehat{Z}_{13} + \widehat{I}_2\, \widehat{Z}_{23} + \widehat{I}_3\, \widehat{Z}_{33}$$

Rozwiązując powyższy układ równań, otrzymujemy

$$\widehat{e}_2 = \widehat{I}_2 \left(\frac{\widehat{Z}^2_{12}}{\widehat{Z}_{11}} + \widehat{Z}_{22} \right) + \widehat{I}_3 \left(\frac{\widehat{Z}_{13}\, \widehat{Z}_{12}}{\widehat{Z}_{11}} + \widehat{Z}_{23} \right)$$

$$\widehat{e}_3 = \widehat{I}_2 \left(\frac{\widehat{Z}_{12}\, \widehat{Z}_{13}}{\widehat{Z}_{11}} + \widehat{Z}_{23} \right) + \widehat{I}_2 \left(\frac{\widehat{Z}^2_{13}}{\widehat{Z}_{11}} + \widehat{Z}_{33} \right)$$

Dla uproszczenia podstawiamy:

$$A = \frac{\widehat{Z}^2_{12}}{\widehat{Z}_{11}} + \widehat{Z}_{22};$$

$$B = \frac{\widehat{Z}_{13}\, \widehat{Z}_{12}}{\widehat{Z}_{11}} + \widehat{Z}_{23};$$

$$C = \frac{\widehat{Z}^2_{13}}{\widehat{Z}_{11}} + \widehat{Z}_{33}$$

Otrzymamy wtedy

$$\widehat{e}_2 = \widehat{I}_2\, \widehat{A} + \widehat{I}_3\, \widehat{B}$$

$$\widehat{e}_3 = \widehat{I}_2\, \widehat{B} + \widehat{I}_3\, \widehat{C}$$

Stąd

$$\hat{e}_2 \hat{B} = \hat{I}_2 \hat{A} B + \hat{I}_3 \hat{B}^2$$

$$\hat{e}_3 \hat{A} = \hat{I}_2 \hat{A} B + \hat{I}_3 \hat{A} C$$

$$\hat{e}_2 \hat{C} = \hat{I}_2 \hat{A} \hat{C} + \hat{I}_3 \hat{B} \hat{C}$$

$$\hat{e}_3 \hat{B} = \hat{I}_2 \hat{B}^2 + \hat{I}_3 \hat{B} \hat{C}$$

Odejmując otrzymamy

$$\hat{I}_3 = \frac{\hat{e}_3 \hat{A} - \hat{e}_2 \hat{B}}{\hat{A} \hat{C} - \hat{B}^2};$$

$$\hat{I}_2 = \frac{\hat{e}_2 \hat{C} - \hat{e}_3 \hat{B}}{\hat{A} \hat{C} - \hat{B}^2}$$

Stąd

$$\hat{I}_1 = \frac{-\hat{I}_2 \hat{Z}_{12} - \hat{I}_3 \hat{Z}_{13}}{\hat{Z}_{11}} =$$

$$= \frac{-\hat{e}_2 \left(C \hat{Z}_{12} - B \hat{Z}_{13}\right) - \hat{e}_3 \left(\hat{A} \hat{Z}_{13} - \hat{B} \hat{Z}_{12}\right)}{\left(\hat{A} \hat{C} - \hat{B}^2\right) \hat{Z}_{11}}$$

Przyjmując $Z_{13} = Z_{12}$, otrzymamy

$$\hat{I}_1 = \frac{\hat{Z}_{12}}{\hat{Z}_{11}} \cdot \frac{\hat{e}_2 \left(\hat{Z}_{33} - \hat{Z}_{23}\right) + \hat{e}_3 \left(\hat{Z}_{22} - \hat{Z}_{23}\right)}{A \hat{C} - \hat{B}^2}$$

Przyjmując

$$\hat{Z}_{33} = R_3 + j X_3 \qquad R_3 = R_2 = R$$

$$\hat{Z}_{22} = R_2 + j X_2$$

$$\hat{Z}_{23} = R_{23} + j X_{23}$$

$$\hat{I}_1 = \frac{\hat{Z}_{12}}{\hat{Z}_{11}} \cdot \frac{\hat{e}_2 (R + i X_3 - R_{23} - j X_{23}) - \hat{e}_3 (R + j X_2 - R_{21} - j X_{23})}{\hat{A} \hat{C} - \hat{B}^2}$$

Rozdzielając człony rzeczywiste i urojone

$$\hat{I}_1 = \frac{\hat{Z}_{12}}{\hat{Z}_{11} \left(\hat{A} \hat{C} - \hat{B}^2\right)} \Big| e_2 (R - R_{23}) - e_3 (R - R_{22}) + j e_3 (X_{23} - X_2) - j e_2 (X_{23} - X_3) \Big|$$

Przyjmując $X_{23} - X_2 = - X_{23} + X_3$, otrzymamy

$$\hat{I}_1 = \frac{\hat{Z}_{12}}{\hat{Z}_{11} \left(\hat{A} \hat{C} - \hat{B}^2\right)} \cdot \Big[(R - R_{23}) (\hat{e}_2 - \hat{e}_3) + j (X_{23} - X_2) (\hat{e}_3 + \hat{e}_2) \Big]$$

Wzór ten jest podobny do poprzednio otrzymanych wzorów. Z powyższego widzimy, że dodatkowe sprzężenie według rys. 19, t. j. $Z_{23} = R_{23} + j X_{23}$ pozwala również osiągnąć kompensację t. j. $\hat{I}_1 = 0$, a co za tym idzie wszystkie te same charakterystyki, co poprzednio, z tą różnicą, że zamiast $R_2 = R_3 = R$ musimy teraz przyjąć pod uwagę oprócz R jeszcze R_{23}, t. j. sprzężenie oporowe (promieniowania) i zamiast $X_2 = - X_3$ musimy teraz uwzględnić $X_{23} - X_2 = - X_{23} + X_3$. Jednym słowem te same rezultaty otrzymamy przy cokolwiek innych częstotliwościach lub dostrojeniach. Amplitudy oczywiście, też będą różne. Na rys. 20 widzimy wykres wektorowy układu z rys. 19.

12. Charakterystyki częstotliwościowe układów z rys. 7

Omawiane poprzednio charakterystyki kierunkowe w odniesieniu do rys. 7 były obliczone dla pewnej jednej wybranej częstotliwości, t. j. przy założeniu, że ω = const i $\frac{E\, j\omega\, M_{12}}{\Sigma\, Z_3}$ = const, zaś α zmienne.

Chcąc obliczyć charakterystyki częstotliwościowe (krzywe rezonansu), należy przyjąć α = const zaś ω – zmienne (Rys. 21).

W tym celu dla przykładu obliczono dla $K = \frac{d}{\lambda} \cdot 360^0 = 20^0$, $\lambda = 200$ mtr $X_2 = - X_3 = 0{,}174\ R$, $R_2 = R_3 = R$, $Q_2 = Q_3 = 50$, $Z_{11} = j\,\omega L = 200$ omów (przyjęto obwód I jako niestrojony – aperiodyczny) prąd I_1 a raczej napięcie powstające na siatce lampy połączonej z tym obwodem.

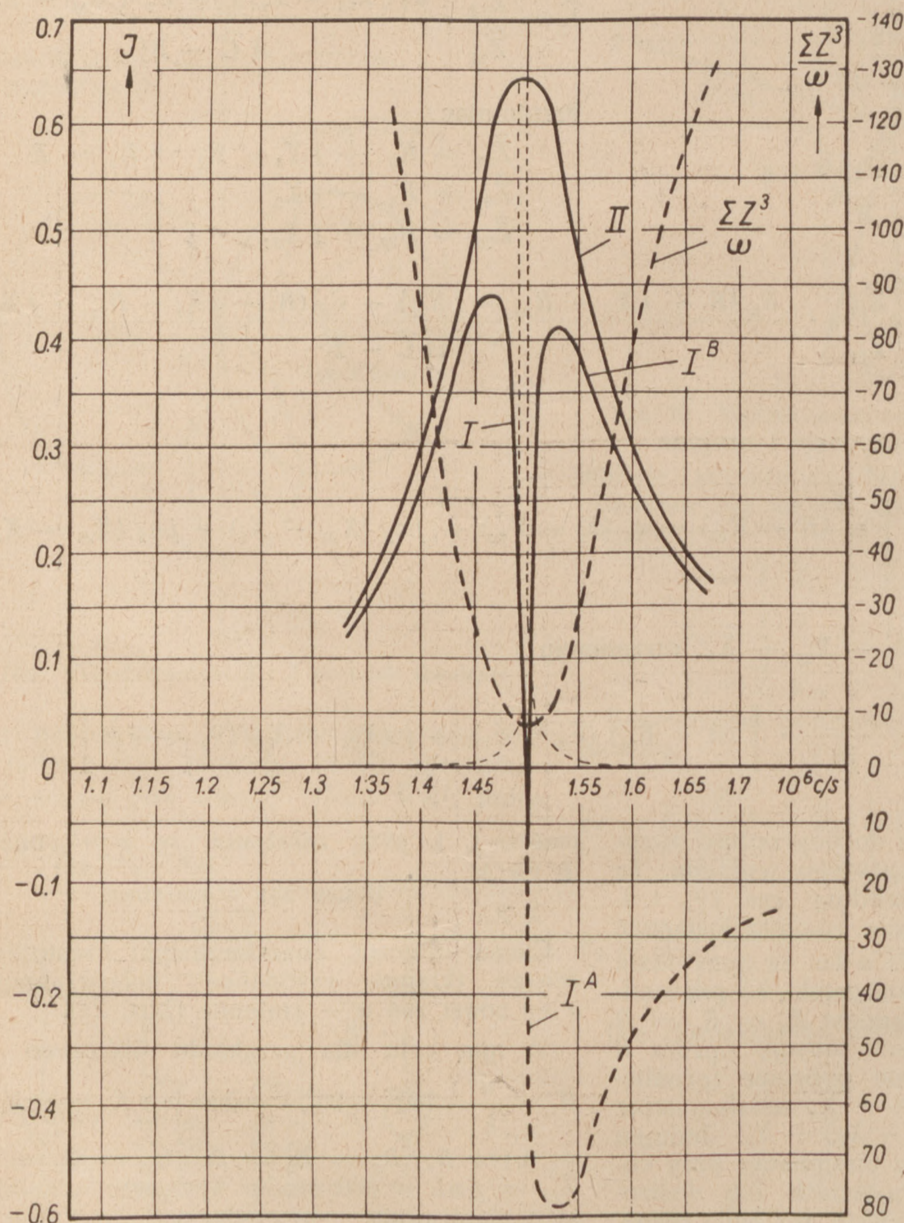
Z początku obliczono $\frac{\Sigma\, Z^3}{\omega}$ w funkcji częstotliwości, potem zaś obliczono krzywą I dla $\alpha = 0$ oraz krzywa II dla $\alpha = 180^0$.

Z powyższego widzimy, że krzywa rezonansu II dla optymalnego kierunku jest zwykłą krzywą rezonansu, otrzymywaną w takich warunkach.

Krzywa I jest natomiast bardzo ciekawą krzywą. Wykazuje ona zero odbioru (czyli eliminację) dla pewnej określonej częstotliwości, w danym przypadku dla $f = 1{,}5 \cdot 10^6$ c/s.

Krzywą tę należy jednak rysować nie jako krzywa I-IB, ale jako krzywą I-A, to znaczy że np. przy odbiorze modulowanej częstotliwości $-E_2 \cdot \omega M_{12} X_2$ będą się zmieniać tak, że wypadkowa OA przesunie się w prawo albo w lewo i na skutek tego wektor OA z wektorem OB dadzą wypadkową, która będzie zmieniać fazę przy przejściu przez zero.

Charakterystyki kierunkowe będą wtedy dla częstotliwości np. 1,5 Mc/s — krzywa II (kar-



Rys. 21. Krzywe rezonansu dla kierunku eliminowanego (krzywa I) oraz dla kierunku nieeliminowanego (krzywa II).

$1{,}5 \cdot 10^6$ c/s układ eliminuje falę nośną i oprócz tego odwraca co do fazy względem siebie wstęgi boczne. Przy $1{,}5 \cdot 10^6$ c/s następuje zmiana fazy.

Twierdzenie to jest słuszne i jeżeli spojrzymy na rys. 9c i będziemy zwiększać ω lub zmniejszać, to wektory $+E_3 \cdot \omega M_{13} X_3$ oraz

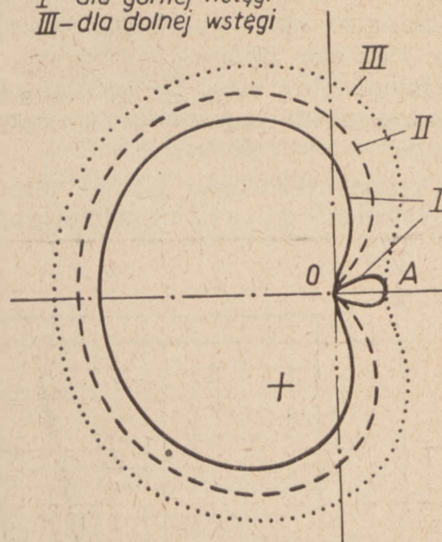
dioida) na rys. 22, dla większej częstotliwości — krzywa I i dla mniejszej — krzywa III. Jak widzimy sygnał z kierunku α będzie ulegał zmianie faz swych wstęg bocznych. Zjawisko to nie jest związane z opisywanym układem, ale z każdym układem kierunkowym, jak o tym łatwo możemy się przekonać.

Z powyższego wynika, że opisywany układ przy odpowiednim dostrojeniu musi całkowicie wyeliminować pewną jedną określoną częstotliwość z pewnego określonego kierunku. Te same lub bliskie częstotliwości z innego kierunku nie będą wyeliminowane.

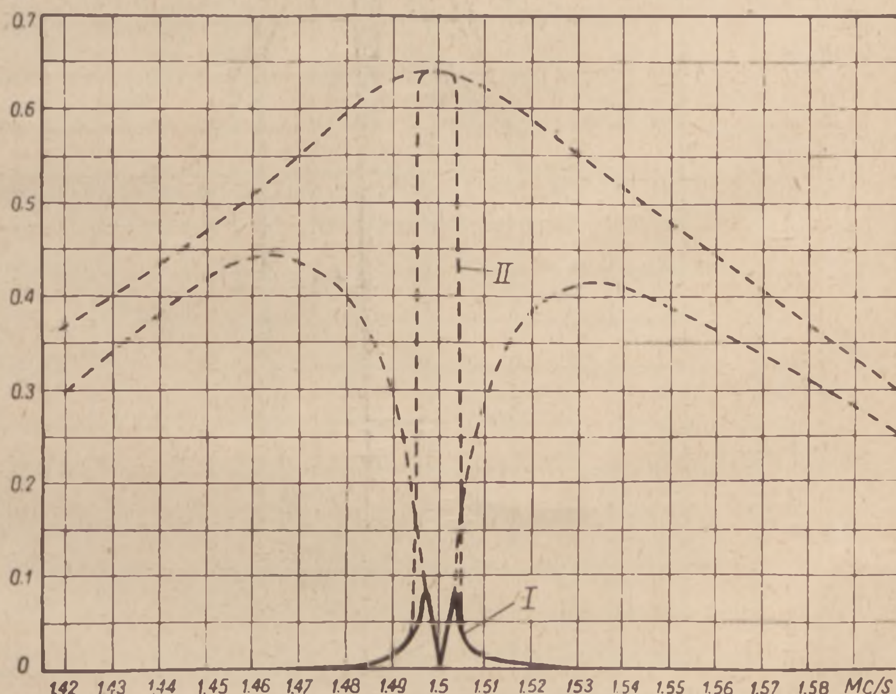
Jeżeli za układem z rys. 7 stosuje się dalej selektywny odbiornik, to jak widzimy przykładowo (rys. 23) krzywa II z rys. 21 przechodzi w ogólną krzywą II na rys. 23 zaś krzywa I z rys. 21 w krzywą I z rys. 23.

Jeżeli oporności obwodów z rys. 7 są duże i selektywność dalszych części odbiornika jest znaczną to z rys. 23 łatwo możemy wywnioskować, że krzywa I z rys. 23 zniknie zupełnie. Dla tego też w zwykłych układach kierunkowych, gdzie mamy znaczne oporności (impedancje) układów antenowych o opisywanym zjawisku wcale się nie mówi, bo go nie ma.

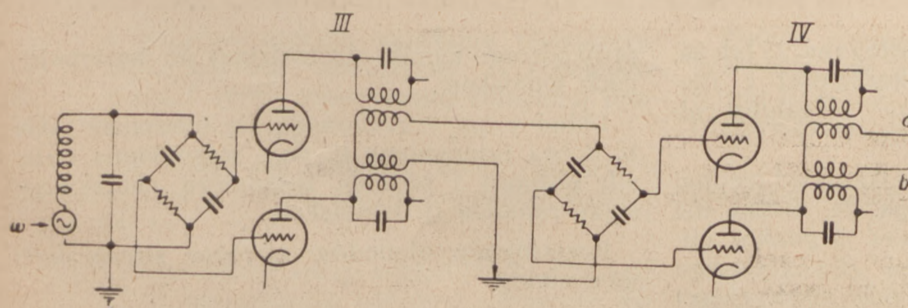
Zjawisko to (zmiany fazy i połączonego z tym przejścia przez zero) może być wyko-



Rys. 22. Charakterystyki kierunkowe.



Rys. 23.
Dalsze osłabienie wstęg bocznych na skutek selektywności odbiornika.



Rys. 24.
Filtr lampowy eliminujący całkowicie 2 częstotliwości.

rzystane dla budowy filtrów, w których pewne częstotliwości ulegają całkowitej eliminacji.

Praca autora na ten temat została opublikowana w r. 1937 lub 1938.

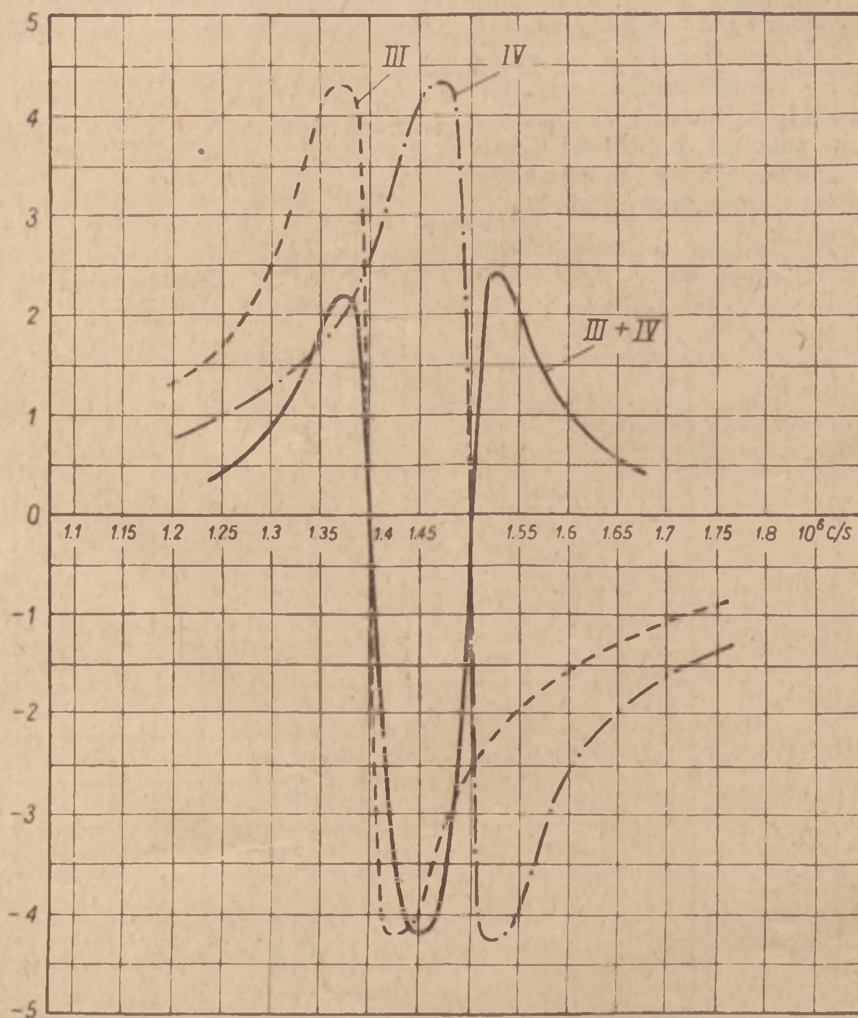
Układ takiego filtru mógł by być np. według rys. 24., gdzie mostki pojemnościowo-oporowe dawałyby przesunięcie fazowe o 90°.

Ogólna krzywa rezonansu takiego filtru (zależnie od zestrojenia grupy III względem grupy IV

13. Zakończenie

Powyższe rozważania na temat dyskryminacji częstotliwościowej podałem tylko dlatego, żeby pokazać, że z punktu widzenia kierunkowego rozdzielania częstotliwości nie jest wskazane stosowanie układu z rys. 7 z mało tłumionymi obwodami. Należy stosować obwody raczej o większym tłumieniu.

Analizując poza tym podaną teorię i prze-



Rys. 25. Krzywa rezonansu filtru z rys. 24.

na rys. 24) mogłaby być np. według rys. 25 lub 26, to znaczy 2 określone częstotliwości z obydwóch stron części optymalnej ulegałyby całkowitej eliminacji.

Używając na wejściu odbiornika układ według rys. 7 i dalej filtry według rys. 24, można dla przeszkadzającego sygnału mieć 3 punkty eliminacji według rys. 27, zaś dla żądanego 2 punkty eliminacji z obydwóch stron części optymalnej.

prowadzone wyniki dochodzimy do następujących wniosków.

Układ z rys. 7 zachowuje się właściwie jako b. dobra ramoantena tj. daje stosunkowo dużą siłę odbioru i posiada zasadniczą charakterystykę ramową tj. lemniskatę.

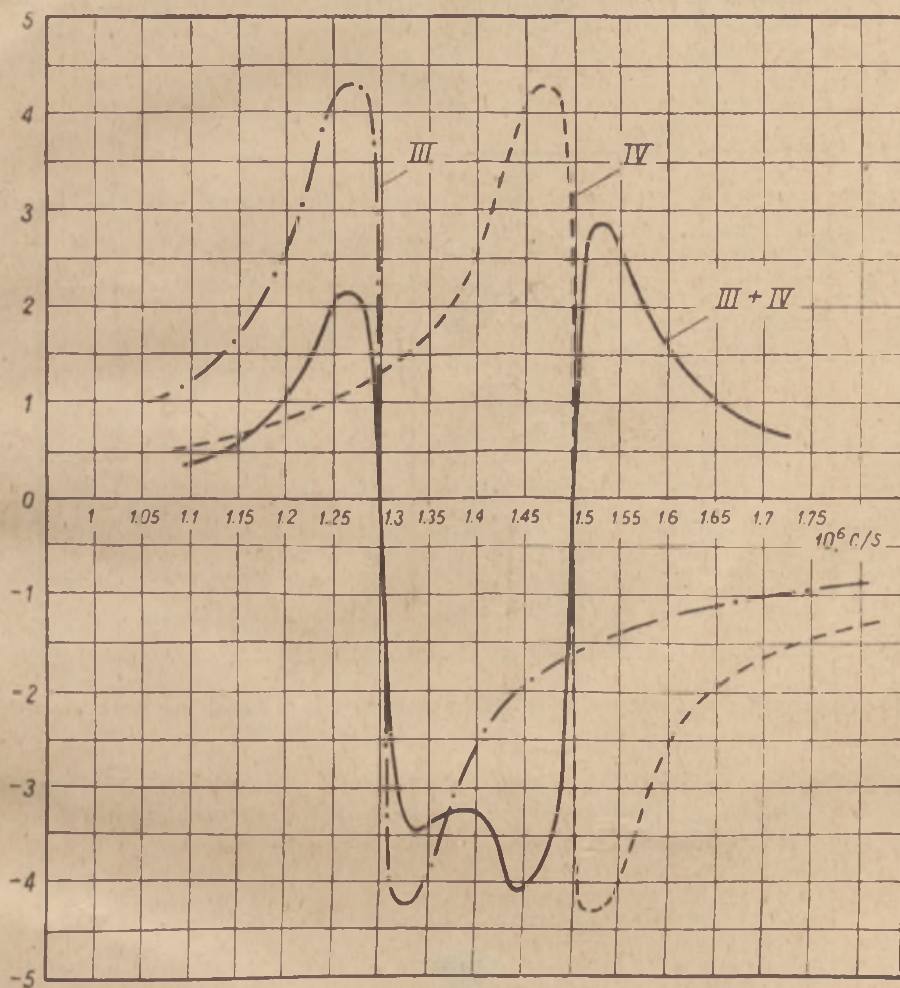
Rozstrojenie obwodów w różne strony daje dwa efekty

1. Pozwala dowolnie przesuwać punkty zero-

wego odbioru wzdłuż wszystkich kierunków od $\alpha = 0$ do $\alpha = 360^0$, pod warunkiem jednak, że $d < \frac{\lambda}{2}$

2. Zastępuje zwykłe dodawanie siły elektromotorycznej z otwartej anteny do ramoanteny w celu otrzymania kardioidy z tą jednak różnicą, że przy ramoantenie to mieliśmy poprzednio przy 2 antenach otwartych z tą jednak różnicą, że przy ramach mamy stałe (niezależnie od rozstrajania) punkty zerowego odbioru np. prostopadłe do płaszczyzny ram.

2. Przy dwóch ramach i pewnym rozstrojeniu otrzymujemy bardzo korzystne jednokierunkowe charakterystyki, które w inny sposób bardzo trudno osiągnąć (przynajmniej tak stosunkowo tanim kosztem).



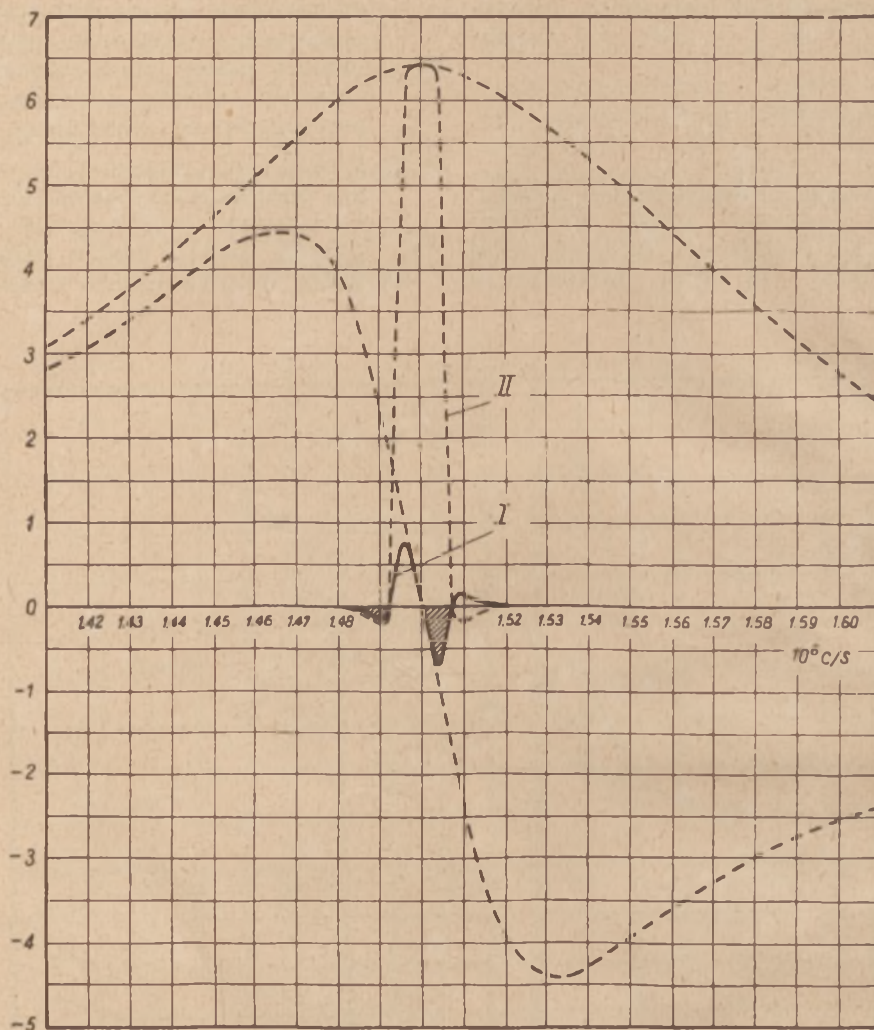
Rys. 26. Krzywa rezonansu filtru z rys. 24 przy innych zestrojeniach obwodów III i IV.

i otwartej antenie składamy charakterystykę kołową i lemniskatę. W schemacie z rys. 7 (przy rozstrojeniu) składamy lemniskatę i elipsę.

Jeżeli stosujemy zamiast anten otwartych według rys. 7. dwie anteny ramowe według rys. 14, to

1. Otrzymujemy (przy rozstrojeniu) ten sam efekt przesuwania punktów zerowego odbioru wzdłuż wszystkich kierunków jak

Dalsza analiza wykazuje, że wielokrotne kombinowanie układów z rys. 7 lub 14 ogólnie biorąc daje charakterystyki ulepszone, to znaczy ostrzejsze niż podane powyżej, jednakże jeżeli stosować rozstawienia poniżej $d = \frac{\lambda}{2}$ to istnieje pewna praktyczna granica, gdyż przy małych d silnie spada odbiór lub promieniowanie. Natomiast przy odpowiednich rozsta-



Rys. 27. Krzywe rezonansu I o trzech punktach zerowych i II o dwóch punktach zerowych.

wieniach możemy osiągnąć jeden bardzo ważny efekt, a mianowicie usunąć resztki odbioru (lub promieniowania przy nadawaniu) w niewygodnych kierunkach, czyli tak zwane „listki" w odwrotnej stronie optymalnego promieniowania lub odbioru.



Adres Redakcji i Administracji: **Warszawa, Nowogrodzka 45, III p., telef. 871-70.**
Konto: „Przegląd Telekomunikacyjny" PKO w Warszawie Nr I-4430
Sekretariat czynny codziennie od godz. 9 do 14.

WARUNKI PRENUMERATY

Rocznie . . . . ZŁ. 1200.–
Kwartalnie . . . . ZŁ. 300.–
Pojedyńczy numer . . . . ZŁ. 100.–

Redaktor: **Inż. Henryk Kowalski.** Wydawca: **Sekcja Telekomunikacyjna** SEP
Druk Państwowy Instytut Telekomunikacyjny – Warszawa, ul. Ratuszowa 11. B-83581

KWARTALNIK TELEKOMUNIKACYJNY

CZASOPISMO

WYDAWANE PRZEZ SEKCJĘ TELEKOMUNIKACYJNĄ STOWARZYSZENIA ELEKTRYKÓW POLSKICH
przy poparciu
MINISTERSTWA POCZT i TELEGRAFÓW oraz MINISTERSTWA KOMUNIKACJI

Nr 3-4
1949